ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

·. XVIII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ

ИЗОБАРНЫЕ СПИНЫ И ПОДОБНЫЕ СОСТОЯНИЯ АТОМНЫХ ЯДЕР

1. Введение

За последние 2 — 3 года представление об изобарном спине* прочно
ошло в арсенал понятий, которыми оперирует ядерная физика. Ряд
актов, остававшихся ранее непонятными, удалось очень изящно объяс-
ить, опираясь на это представление; сюда относятся: отсутствие некото-
ых ядерных реакций, неожиданно малая интенсивность некоторых
-переходов, странная зависимость сечения фотовозбуждения и фото-
асщепления некоторых ядер от энергии γ-лучей. Повидимому, список
бластей ядерной физики, в которых рассмотрение изобарных спинов
казывается полезным, будет быстро расширяться. Поэтому необходимо,
тобы с физическими основами и уже найденными применениями этого
онятия ознакомился широкий круг физиков-экспериментаторов. Именно
а них рассчитан этот доклад. В нем сведен до минимума математический
ппарат теории; читатели, желающие ознакомиться с последним подроб-
ее, могут сделать это по оригинальным статьям или по обзорам И. Ша-
иро [3] и Г. Зельцера [4].

2. Сравнение сил, действующих между нуклонами: сил n — n, n — p и p — p

В 1932 г. было высказано предположение [5] о том, что все атомные
дра состоят из протонов и нейтронов; вскоре после этого протонно-
ейтронная модель ядра стала общепринятой. Значительная энергия свя-
и, присущая атомным ядрам, обусловлена большими силами притяже-
ия нейтронов и протонов друг к другу. Так как между этими части-
ами могут действовать силы трех типов — n — n, n — p и p — p, —
стественно возникает вопрос: какие же из этих сил больше при одина-
овых расстояниях и одинаковой взаимной ориентации спинов этих
астиц? Качественный ответ на этот вопрос подсказывает рассмотрение таб-
ицы изотопов. На протяжении почти всей периодической системы Мен-
елеева число протонов и нейтронов в ядрах приблизительно одинаково;
олько к концу периодической системы элементов нейтронов становится
а 60% больше, чем протонов.

Если бы силы p — p были значительно больше других, тогда следо-
ало бы ожидать, что наиболее плотно упакованными, а следовательно,
более устойчивыми окажутся ядра, в которых протонов гораздо боль-
ие, чем нейтронов; однако это не так. Аналогично, если бы силы n — n
ыли значительно больше других, следовало бы ожидать, что в стабиль-

* До 1952 г. в литературе применялось название «изотопический спин», введен-
ое еще в 1937 г. Вигнером [1]. Однако, поскольку значения этой величины оказы-
аются одинаковыми у подобных состояний изобарных ядер, в 1952 г. этой величине
ыло дано новое название — «изобарный спин»; с этим переименованием согласился
Вигнер (см. [2]).

ных ядрах нейтронов будет много больше, чем протонов; это тоже не соответствует опытным фактам.

Наконец, если бы силы n — p были подавляюще бо́льшими, то изобары с равными или близкими числами протонов и нейтронов были бы гораздо более плотно упакованы, имели бы гораздо бо́льшую энергию связи, чем соседние изобары, в которых числа протонов и нейтронов различаются сильнее. Это тоже не соответствует действительности, что наглядно видно из табл. 1, в которой для примера приведены энергии связи шести изобар с массовым числом 200.

Таблица 1

Энергия связи изобар с $A=200$ по Кравцову [6]

Изобары	Масса атома	Полная энергия связи ядра, MeV
Au_{79}^{200}	200,0335	1579,7
Hg_{80}^{200}	200,0309	1581,4
Tl_{81}^{200}	200,0328	1578,8
Pb_{82}^{200}	200,0340	1576,9
Bi_{83}^{200}	200,0404	1553,5
Po_{84}^{200}	200,0438	1566,2

Эти качественные соображения показывают, что ни одно из взаимодействий n — n, p — p и n — p не оказывается в ядерных условиях во много раз более сильным, чем другие. Приходится принять, что все эти силы близки по величине, а может быть, и просто равны друг другу, если не принимать во внимание электрические и магнитные взаимодействия, которые, конечно, различны в этих парах.

Мы пришли, таким образом, к гипотезе о тождественности ядерных сил, действующих в парах n — n, p — p и n — p, или, как теперь принято говорить, к гипотезе о «зарядовой независимости» (charge independence) ядерных сил. Эта гипотеза частично высказывалась Гейзенбергом еще в 1932 г. [7], вскоре после открытия нейтрона. В более ясной форме эти мысли были сформулированы в 1935—1937 гг. Юнгом [8], Вигнером [1,9] и другими [10]. За годы, прошедшие с тех пор, найдено много фактов и аргументов, свидетельствующих о том, что ядерные силы, действующие в парах n — n, p — p и n — p, почти одинаковы, а в некоторых условиях, может быть, и совсем одинаковы. Мы рассмотрим здесь четыре группы фактов.

Ядерные силы, проявляющиеся при рассеянии, n—p и p—p

Из трех перечисленных видов взаимодействия (n — n, n — p и p — p) два вида — n — p и p — p — могут быть изучены непосредственно на опыте — по данным о рассеянии нейтронов на протонах и протонов на протонах. Такой путь сравнения действующих сил кажется наиболее прямым. Однако следует сразу отметить, что он содержит внутреннее ограничение: вследствие идентичности частиц при рассеянии протонов на протонах с четным l невозможны состояния с параллельными спинами — эти состояния запрещены принципом Паули. Поэтому изучение рассеяния p — p может дать сведения только о взаимодействии протонов с антипараллельными спинами. При рассеянии нейтронов на протонах этого ограничения нет. Сопоставляя данные о рассеянии n — p и p — p, мы должны выделять из рассеяния n — p часть, относящуюся к рассеянию частиц с противоположными спинами — к «синглетному рассеянию»; часть же, относящаяся к рассеянию n — p с параллельными спинами, не имеет аналога при рассеянии p — p.

Данные о рассеянии нужно сопоставлять при одинаковой энергии рассеивающихся частиц. Выбирая область энергии, наиболее удобную

для сравнения сил n — p и p — p, приходится иметь в виду следующие соображения: энергия должна быть достаточно большой, чтобы кулоновские силы, действующие при рассеянии p — p, не были главными — чтобы протоны могли подойти друг к другу достаточно близко, для того чтобы эффективно действовали ядерные силы.

С другой стороны, так как нас интересуют силы n — p и p — p, действующие между частицами внутри ядер, рационально вести сравнение при энергиях, не превышающих среднюю кинетическую энергию внутриядерных частиц. Интервал $2 \div 20$ MeV является для этого, повидимому, наиболее подходящим.

До 1949 г. было принято обрабатывать экспериментальные данные по рассеянию n — p или p — p следующим способом. Делалось предположение о том, как зависит от расстояния взаимная потенциальная энергия сталкивающихся частиц: выбиралась «форма потенциальной ямы»; в эту зависимость вводились два параметра, которые затем подбирались так, чтобы расчетные кривые рассеяния наилучшим образом совпадали с экспериментальными.

В многочисленных работах изучались: а) прямоугольная потенциальная яма с шириной R и глубиной U_0, б) экспоненциальная яма типа $U(r) = \alpha e^{-\beta r}$, в) гауссовская яма типа $M(r) = \alpha e^{-\beta r^2}$, г) потенциал Юкавы: $U(r) = \frac{\alpha}{r} e^{-\beta r}$, и другие.

В результате сопоставлений выяснилось, что при соответствующем подборе параметров опытные данные могут быть объяснены при всех этих видах потенциала. Поэтому для целей сопоставления сил n — p и p — p безразлично, какой вид потенциала выбрать,— достаточно сравнивать соответствующие пары параметров. В качестве примера можно привести данные, указанные в книге Ферми [11]. Если характеризовать взаимодействие прямоугольной потенциальной ямой с радиусом, равным классическому радиусу электрона ($2{,}8 \cdot 10^{-13}$ см), то глубина ямы для синглетного рассеяния n — p равна 11,5 MeV, а для синглетного рассеяния p — p — 10,5 MeV. Небольшое различие между глубинами ямы исчезает почти совсем, если ввести поправки на кулоновские и магнитные силы, действующие внутри потенциальной ямы.

Недостатком упомянутого выше метода анализа картин рассеяния n — p или p — p является произвольность при выборе формы потенциальной ямы: как уже было указано, оперируя двумя постоянными, можно добиться хорошего согласия с экспериментальными данными при различных формах потенциальной ямы. В действительности опыты по рассеянию нейтронов или протонов с энергией меньше 10 MeV не могут дать сведений о зависимости ядерных сил от расстояния. Это придает введенным параметрам (R и U_0 или α и β) чисто условный характер.

В результате работ Л. Ландау и Я. Смородинского [12, 13], Швингера [14], Бете [15], Блата и Джаксона 16] и других [17—19] была выработана иная система двух параметров, характеризующих рассеяние: это — длина рассеяния a и эффективная протяженность ядерных сил r_0. Принимая по очереди все перечисленные выше виды потенциала, определяя для них постоянные, наилучшим образом согласующиеся с опытом, и вычисляя затем длину рассеяния a и эффективную протяженность r_0, можно убедиться в том, что эти параметры имеют почти одно и то же значение при всех видах потенциала. Следовательно, они мало чувствительны к деталям потенциальной кривой и являются менее «условными», чем прежние. Они удобны для сравнения сил n — p и p — p. В табл. 2 приведены средние значения a и r_{0s} при синглетном рассеянии n — p и p — p по данным последних лет.

Разница в значениях a и r_{0s} для n — p- и p — p-взаимодействия не велика, хотя и лежит за пределами погрешности. Можно было бы счи-

Таблица 2

Длина рассеяния a и эффективная протяженность r_{0s} ядерных сил при рассеянии нуклонов с противоположными спинами (в единицах 10^{-13} см)

Параметр	n — p	p — p
a	$23,69 \pm 0,06$ [20]	$17,3 \pm 1,0$*
r_{0s}	$2,34 \pm 0,17$**	$2,66 \pm 0,07$***

тать это расхождение доказательством того, что гипотеза о равенстве сил n — p и p — p выполняется неточно. Однако Швингер [25] указал, что учет магнитного взаимодействия при n — p- и p — p-рассеянии еще уменьшает величину этого расхождения. Поэтому вопрос о реальности их различия остается открытым.

Приведенные сопоставления относятся к рассеянию нуклонов с антипараллельными спинами. Учитывая полное различие между рассеянием n — p и p — p с параллельными спинами, мы должны констатировать, что результаты изучения рассеяния позволяют сделать только качественные заключения о зарядовой независимости ядерных сил.

Энергия связи зеркальных ядер

В зеркальных ядрах первого порядка, кроме равного числа протонов и нейтронов, имеется еще один лишний протон или нейтрон. В первой части табл. 3 приведены известные к настоящему времени зеркальные ядра первого порядка.

Не вникая в вопрос о том, насколько большую долю энергии связи создают взаимодействия между нуклонами, находящимися на больших и на малых расстояниях, мы могли бы констатировать, что в зеркальных ядрах типа M_Z^{2Z+1} и M_{Z+1}^{2Z+1} существует одинаковое число $Z(Z+1)$ взаимодействующих пар нуклонов n — p, но разное число взаимодействующих пар n — n и n — p: в первом ядре на Z больше пар n — n, а во втором на Z больше пар p — p. Сопоставляя энергии связи зеркальных ядер, мы можем надеяться найти какое-то отражение неравенства числа взаимодействующих пар n — n и p — p, если только эти взаимодействия не одинаковы.

В табл. 3 приведены массы зеркальных ядер и полные энергии связи этих ядер.

Однако полная энергия связи ядра отражает не только ядерные силы, связывающие нуклоны, но также и кулоновские силы, вызывающие отталкивание протонов. Поэтому для определения доли ядерных сил в полной энергии связи ядра необходимо к известным из опыта полным энергиям связи добавить кулоновскую электростатическую энергию ядра. Это может быть сделано только приближенно, так как истинное распределение зарядов в ядре не известно.

---

* Среднее из значений при двух видах потенциала [20].

** Среднее из значений при разных энергиях нейтронов ($E_n = 4,75$ MeV [21]; $E_n = 14$ MeV [22] и $E_n < 5$ MeV [23]) при трех видах потенциала.

*** Среднее из результатов обработки p — p-рассеяния ниже 3,6 MeV при четырех видах потенциала по [24].

Таблица 3

Энергии связи зеркальных ядер

Массовое число	Масса атома	Полная энергия связи, MeV	Электростатическая энергия, MeV	«Ядерная» энергия связи, MeV
1	2	3	4	5
	Зеркальные ядра первого порядка			
3	H^3 = 3,017002 [26,27]	8,486	0	8,486
	He^3 = 3,016983	7,723	0,829	8,552
7	Li^7 = 7,018225	39,251	1,876	41,127
	Be^7 = 7,019153	37,606	3,751	41,357
11	B^{11} = 11,012796	76,209	5,378	81,587
	C^{11} = 11,014931	73,441	8,066	81,507
13	C^{13} = 13,007488	97,103	7,631	104,734
	N^{13} = 13,009877	94,097	10,683	104,770
15	N^{15} = 15,004877	115,49	10,19	125,68
	O^{15} = 15,007782	112,00	13,58	125,58
17	O^{17} = 17,004536	131,76	13,03	144,79
	F^{17} = 17,007508 [28,29]	128,21	16,75	144,96
19	F^{19} = 19,004454	147,78	16,14	163,92
	Ne^{19} = 19,007953 [30]	143,74	20,17	163,91
21	Ne^{21} = 21,000525	167,39	19,51	186,90
	Na^{21} = 21,004305	163,06	23,84	186,93
23	Na^{23} = 22,997094	186,54	23,13	209,67
	Mg^{23} = 23,00149 [31]	181,67	27,75	209,42
27	Al^{27} = 26,990088	224,97	31,10	256,07
	Si^{27} = 26,99504	219,57	36,28	255,85
29	Si^{29} = 28,985682	245,02	35,43	280,45
	P^{29} = 28,99102 [32]	239,27	40,88	280,15
31	P^{31} = 30,983588	262,92	39,98	302,90
	S^{31} = 30,98887	257,22	45,69	302,91
33	S^{33} = 32,981921	280,43	44,74	325,17
	Cl^{33} = 32,98753	274,42	50,70	325,12
37	A^{37} = 36,97844	315,57	54,92	370,49
	K^{37} = 36,98445	309,19	61,38	370,57
39	K^{39} = 38,97600	333,79	60,31	394,10
	Ca^{39} = 38,98260	326,87	67,01	393,88
41	Ca^{41} = 40,97516	350,53	65,91	416,44
	Sc^{41} = 40,98156	343,79	72,84	416,63
	Зеркальные ядра второго порядка			
8	Li^8 = 8,025026 [33]	41,28	1,79	43,07
	Be^8 = 8,027 [34]	37,90	5,98	43,88
10	Be^{10} = 10,016717 [33]	64,97	3,33	68,30
	C^{10} = 10,02034 [33]	60,04	8,33	68,37
12	Be^{12} = 12,018172 [33]	79,57	5,23	84,80
	N^{12} = 12,02280 [33]	173,70	10,97	84,67
14	C^{14} = 14,007698 [33]	05,27	7,44	112,71
	O^{14} = 14,01305 [33,35]	198,73	13,90	112,63
18	O^{18} = 18,004888 [33]	139,79	12,78	152,57
	Ne^{18} = 18,0112 [36]	132,35	20,53	152,88
20	F^{20} = 20,006365 [28]	154,37	15,86	170,23
	Na^{20} = 20,0152 [34]	144,58	24,24	168,82

Таблица 3 (продолжение)

Массовое число	Масса атома	Полная энергия связи, MeV	Электростатическая энергия, MeV	«Ядерная» энергия связи, MeV
1	2	3	4	5
24	Na^{24} = 23,998608 [33]	193,50	22,81	216,31
	Al^{24} = 24,0075 [37]	183,65	32,35	216,00
28	Al^{28} = 27,990786 [33]	232,68	30,72	263,40
	P^{28} = 27,9994 [38,39]	223,10	41,35	264,45
32	P^{32} = 31,984056 [33]	270,85	39,55	310,40
	Cl^{32} = 31,9955 [38,39]	258,64	51,23	309,87
40	K^{40} = 39,97672 [33]	341,49	59,80	401,29
	Sc^{40} = 39,98604 [39]	331,25	73,44	404,69

Полагая, что протоны распределены равномерно по всему объему ядра, имеющего радиус $r_0 = 1{,}45 \cdot 10^{-13} \cdot A^{1/3}$ см, мы можем вычислить значения кулоновской энергии по формуле:

$$E_{\text{кул}} = 0{,}643 \cdot 10^{-3} \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \text{ масс. ед.} = 0{,}598 \frac{Z(Z-1)}{A^{1/3}} \text{ MeV [40]}. \quad (1)$$

Соответствующие числа приведены в графе 4 табл. 3. Отметим, что такие же значения кулоновской энергии могут получиться и при других предположениях о распределении зарядов в ядрах (например при экспоненциально убывающей плотности зарядов, при постоянной плотности зарядов до некоторого r и затем экспоненциальном или гауссовском спадании плотности [41, 42] и т. д.). Все эти предположения, при соответствующем выборе параметров, могут привести к формуле (1); правильность же самой формулы вытекает непосредственно из экспериментальных данных, приведенных в работе [40].

В графе 5. табл. 3 приведены значения ядерной энергии связи. Достаточно сравнить между собой попарно взятые значения этой величины для зеркальных ядер, чтобы убедиться в чрезвычайной их близости на всем протяжении табл. 3; различие нигде не превышает 1%, а обычно составляет десятые доли процента.

Почти такое же совпадение значений ядерной энергии связи получается для пар зеркальных ядер второго порядка [43] (ядра типа M^{2Z}_{Z-1} и M^{2Z}_{Z+1}), приведенных во второй части табл. 3. В этих ядрах также одинаково число взаимодействующих нуклонов n — p, но различно число взаимодействующих нуклонов n — n и p — p.

Бесспорно, что близость ядерных энергий связи зеркальных ядер подтверждает близость сил взаимодействия n — n и p — p. Однако количественные следствия из этого аргумента можно выводить лишь с большой осторожностью: число взаимодействующих пар имеет только косвенное отношение к энергии связи, так как ядерные силы сильно зависят от расстояния и не одинаково связывают соседние нуклоны и нуклоны, находящиеся на противоположных краях ядра. Поэтому количественных выво-

Примечания к табл. 3. 1) Массы стабильных атомов даны по таблице работы [33]. 2) Массы радиоактивных изотопов там, где нет ссылки, даны по табл. 1 и 2 работы [40]. Те случаи, когда есть новые экспериментальные данные (опубликованные после 1 марта 1952 г.), отмечены ссылками; приведенное значение в этих случаях — взвешенное среднее из всех данных. 3) При вычислении энергии связи приняты: $n = 1{,}008\,984\,9$; $p = 1{,}008\,146\,0$ масс. ед. [33].

дов относительно сил n — n и p — p из данных о зеркальных ядрах сделать нельзя до тех пор, пока не будет более обстоятельно выяснена структура ядра.

Энергия связи подобных состояний He^6—Li^{6*}, Be^{10}—B^{10*}—C^{10} и C^{14}—N^{14*}—O^{14}

Сопоставление «ядерных» энергий связи у ядер в подобных состояниях представляет особый интерес, так как у них различны числа взаимодействующих нуклонов n — n, n — p и p—p. Соответствующие значения энергии связи приведены в табл. 4.

Таблица 4

«Ядерная» энергия связи у ядер, находящихся в подобных состояниях

Массовое число	Масса атома*	Полная энергия связи, MeV	Электростат. энергия $E_{кул}$, MeV	«Ядерная» энергия связи, MeV
1	2	3	4	5
6	$He^6 = 6{,}02082$	29,25	0,66	29,91
	3,572 MeV Li^6 ** = 6,020864	28,43	1,98	30,41
10	$Be^{10} = 10{,}016717$	64,97	3,33	68,30
	1,74 MeV B^{10} ** = 10,017986	63,01	5,52	68,52
	$C^{10} = 10{,}02034$	60,04	8,33	68,37
14	$C^{14} = 14{,}007698$	105,27	7,44	112,71
	2,31 MeV N^{14} ** = 14,010012	102,34	10,42	112,76
	$O^{14} = 14{,}01305$	98,73	13,90	112,63

Существование у Li^6, B^{10} и N^{14} возбужденных состояний с такими же квантовыми характеристиками, как и у основных состояний He^6, Be^{10}, C^{14}, и со столь близкой ядерной энергией связи можно рассматривать как аргумент в пользу приблизительного равенства сил n — n, n — p и p — p. Аргумент этот тоже следует рассматривать как качественный по тем же причинам, что в пункте 2.

Силы n — n

Сведения о силах взаимодействия n — n удается получить из анализа γ-спектра в реакции захвата медленных π^--мезонов дейтерием: $\pi^- + d = n + n + \gamma$.

Если бы в результате захвата образовывалась связанная система — «бинейтрон», то γ-лучи были бы монохроматическими. Если бы нейтроны разлетались как невзаимодействующие частицы, то γ-спектр был бы непрерывным. Наличие взаимодействия между нейтронами создает промежуточный случай между упомянутыми: на фоне непрерывного спектра должна быть линия, разной относительной величины в зависимости от характера сил n — n. Анализ [44, 45] экспериментального γ-спектра, полученного в опытах Пановского, Аамодта и Хадлея [46], приводит к выводу, что силы n — n и p — p близки между собой по величине.

Резюмируя рассмотренные в этом параграфе данные, мы можем констатировать, что имеется ряд качественных аргументов в пользу

* Относительно источников см. примечание к табл. 3.

** В дальнейшем мы так обозначаем возбужденные состояния атомных ядер, указывая энергию возбуждения перед обозначением ядра.

равенства или близости сил n — n, n — p и p — p, но существующих сведений недостаточно для оценки разности или верхнего предела разности этих сил. Это приблизительное равенство сил является физической основой понятия об изобарном спине, которое будет рассмотрено в следующих параграфах.

3. Понятие об изобарном спине

Допустим, что все силы n — n, n — p и p — p точно равны и что массы нейтрона и протона также точно равны. Тогда система из нейтронов и протонов уподобляется системе совершенно одинаковых частиц, но только на одних стоит одна метка, а на других — другая; мы будем дальше условно называть их белыми и черными частицами. В классической физике свойства таких систем совершенно не зависят от того, сколько в них частиц белых и сколько черных, лишь бы их суммарное число было одинаково.

Не так обстоит дело в квантовой механике. Принцип Паули заставит нас различать белые и черные частицы, даже если все остальные свойства частиц совершенно одинаковы. Принцип Паули должен применяться к частицам каждого цвета по отдельности. Если и белые и черные частицы имеют спин $\frac{1}{2}$, то они должны подчиняться статистике Ферми — Дирака. При этом мы уже не сможем помещать на один энергетический уровень больше двух белых частиц, но можем помещать две белые и две черные.

Нетрудно убедиться в том, что число состояний, запрещенных принципом Паули, будет зависеть от соотношения между числами белых и черных частиц: больше всего будет запрещений, когда все частицы одинакового цвета; меньше всего будет запрещений, когда число белых и черных частиц одинаково.

Рассмотрим для примера гипотетическую систему из четырех частиц, которые должны быть размещены на двух уровнях. Возможные размещения изображены на рис. 1. Если все четыре частицы одинаковы, то единственное размещение, совместимое с принципом Паули,— две частицы на нижнем уровне и две на верхнем; это — единственное состояние в графах, озаглавленных «4n» и «4p»; полный спин системы 0 (значения спина указаны в первой графе рис. 1).

Если три частицы одинаковы, а четвертая — иная (графы 3n + p и n + 3p), то число возможных состояний будет значительно больше.

Мы изобразили на рис. 1 все возможные размещения частиц; в действительности некоторые из них безусловно энергетически совпадают, но это сейчас не существенно. Прежде всего следует отметить наличие состояний, в которых на нижнем уровне находятся три частицы; мы вправе ожидать, что такие состояния будут энергетически более глубокими, чем состояния систем 4n и 4p; поэтому мы поместили их ниже. Эти новые состояния будут двух типов — со спином 0 и 1; мы условно помещаем состояния с меньшим спином (более «уравновешенные» состояния) ниже. У систем 3n + p и n + 3p возможны, конечно, состояния, в которых две частицы находятся на нижнем уровне и две частицы на верхнем. Между этими состояниями можно отметить некоторое различие: у одних разные частицы находятся на нижнем уровне, у других — на верхнем. Однако и у тех и у других состояний есть и общая черта: суммарный спин на каждом уровне равен нулю. В действительности эти состояния могут немного различаться по энергии, образуя как бы тонкую структуру состояний, но какое из них лежит выше — не известно; поэтому мы поместили их на одну строчку.

У систем 3n + p и n + 3p будут также состояния, имеющие по две частицы на каждом уровне, но с нескомпенсированными спинами на од-

ном из уровней. Эти состояния со спинами 1 не имеют себе подобных в системе четырех одинаковых частиц. Вероятно, еще выше будут лежать две группы состояний, в которых на нижнем уровне расположена одна частица и на верхнем — три; у одной из этих групп спин 0, у другой 1. Таким образом, у систем 3n + p и n + 3p мы можем различить по крайней мере семь групп состояний вместо одного состояния у систем 4n и 4p.

J	4n	3n+p	2n+2p	n+3p	4p	T
0	—	—		—	—	0
1	—				—	1
0	—				—	1
2	—	—		—	—	0
1	—				—	1
1	—				—	1
0	—	—		—	—	0
0						2
1	—				—	1
0	—				—	1
0	—	—		—	—	0
T_ζ	+2	+1	0	−1	−2	

Рис. 1. Размещение четырех нуклонов на двух энергетических уровнях. Светлые значки — протоны, черные — нейтроны

Еще больше будет разнообразие состояний в системе, содержащей по две частицы каждого сорта (графа 2n + 2p рис. 1). У такой системы будет новое, не встречавшееся ранее, еще более глубоко лежащее состояние, в котором все четыре частицы находятся на одном нижнем уровне; появится также состояние со спином 2, не встречавшееся ранее. Наконец, выше всех будет лежать состояние, в котором все четыре частицы лежат на верхнем уровне и ни одной на нижнем.

Различные графы рис. 1 относятся к системам с одинаковым полным числом частиц, т. е. к изобарным ядрам, если под частицами понимать протоны и нейтроны. Мы видим, таким образом, что, если силы взаимодействия между всеми ядерными частицами в точности одинаковы и массы всех частиц равны, но протоны и нейтроны не являются идентичными для принципа Паули, то:

1) у изобар должны быть подобные состояния, которые энергетически совпадают;

2) у изобар с более близкими числами протонов и нейтронов основные состояния лежат глубже;

3) при переходе к изобару с более близкими между собой числами протонов и нейтронов мы встречаем новые уровни, которых не было у менее симметричных систем.

Приступая к построению рис. 1, мы ограничили себя случаем четырех частиц и двух уровней. Если бы было больше частиц или уровней, разнообразие состояний было бы еще больше, но указанные общие выводы сохранили бы силу.

Обратимся к состоянию, которое встречается на рис. 1 у всех пяти изобар. Если силы, действующие между всеми частицами, одинаковы и массы частиц равны, то эти пять состояний изобарных ядер не различимы; они станут различимыми, если придется учитывать силы, зависящие от состава состояния.

Напрашивается мысль, что это — пять подсостояний, пять различных форм одного и того же состояния, характеризующегося определенным распределением частиц по уровням и определенной ориентацией их спинов.

Не все состояния, изображенные на рис. 1, имеют пять подсостояний, не все встречаются во всех пяти графах. Есть такие, которые встречаются в трех, а есть и такие, которые встречаются только в одной, центральной графе.

Введем теперь новую характеристику состояний — такое число, которое показывало бы, в скольких изобарных ядрах, в скольких графах рис. 1 встречается данное состояние. Так как похожие состояния встречаются на рис. 1 у одного, трех или пяти, т. е. у нечетного числа изобар, то удобно каждое состояние характеризовать таким числом T, что $2T+1$ есть число изобар, у которых встречается это состояние. Величина T получила название изобарного спина. Своим названием она обязана аналогии с обычным спином.

В квантовой механике доказывается, что любая изолированная система зарядов имеет определенное значение полного механического момента J, которое сохраняется во времени, если на систему не действуют внешние силы. В действительности, однако, мы имеем здесь $2J+1$ подсостояний, которые имеют одинаковую энергию и не отличимы, пока нет внешнего воздействия. Но если появляется хотя бы слабое магнитное поле, различие подсостояний тотчас же проявляется — все они получают различную дополнительную энергию в магнитном поле. Для того чтобы различать эти состояния, вводят дополнительное квантовое число — магнитное квантовое число m, которое может иметь $2J+1$ значение — от $+J$ до $-J$ через единицу.

Введя изобарный спин T, мы можем сразу определить эту величину для всех состояний рис. 1 — для этого достаточно взглянуть, у скольких изобар встречается рассматриваемое состояние. Мы получим значения $T=0$, 1 и 2. Они указаны для каждой строчки в крайней правой графе. На рис. 1 изображены возможные состояния системы из четырех частиц. Такие же рисунки мы могли бы построить для систем с любым числом частиц. Система из A частиц может иметь $A+1$ изобар. У такой системы возможны значения изобарного спина T от 0 до $\frac{A}{2}$, если A четное, и от $\frac{1}{2}$ до $\frac{A}{2}$, если A нечетное. В предельном случае, когда $A=1$, имеется всего один нуклон, который может находиться в двух изобарных состояниях, т. е. может быть нейтроном или протоном. Исходя из предыдущего, мы должны принять для нейтрона и протона $T=\frac{1}{2}$.

На рис. 1 имеется одно состояние с $T=2$, то, которое встречается у всех пяти изобар. Если мы пожелаем как-то отличать пять подсостояний, принадлежащих этим изобарам, то должны их пронумеровать — ввести новую величину, принимающую пять значений, — в общем случае $2T+1$ значение. Можно, по аналогии с магнитным квантовым числом, приписать состояниям, находящимся на одной строчке рис. 1, числа от $+T$ до $-T$ через единицу (направление нумерации выбирается условно). Эту новую величину обычно обозначают T_z или T_3 и иногда называют третьей компонентой изобарного спина.

Нетрудно видеть, что все состояния, находящиеся в центральной графе рис. 1 и относящиеся, таким образом, к изобару, имеющему равное число протонов и нейтронов, имеют $T_z=0$. Все состояния изобар 3n + p и n + 3p имеют соответственно $T_z=1$ и $T_z=-1$. Наконец, изобары 4n

и 4р имеют $T_z = +2$ и $T_z = -2$. Соответственно при $A = 1$ нейтрон и протон имеют:

$$T_z = +\frac{1}{2} \text{ и } T_z = -\frac{1}{2}.$$

В общем случае, если суммарное число частиц у изобаров равно A, то для изобара, имеющего Z протонов и $N = A - Z$ нейтронов,

$$T_z = \frac{N - Z}{2}.$$

Таким образом, рассматривая какое-нибудь ядро M_Z^A, мы сразу же можем указать T_z для всех состояний этого ядра. Зная T_z, мы можем указать нижнюю границу возможных значений T для данного ядра. Так, например, для ядра S_{16}^{36} $T_z = \frac{20-16}{2} = 2$ и, следовательно, у всех состояний этого ядра $T \geqslant 2$, и не может быть 0 или 1.

Среди основных и не сильно возбужденных состояний легких ядер встречаются небольшие значения T и T_z: с $T = 2$ мы встречаемся впервые у S_{16}^{36}. Но у тяжелых ядер к концу периодической системы элементов число нейтронов значительно больше числа протонов, и поэтому для них T_z, а следовательно, и T значительно больше 2. Так, например, для свинца Pb_{82}^{208} $T_z = 22$, а $T \geqslant 22$. Отметим в заключение, что аналогию между изобарным спином T и обычным спином J не следует продолжать слишком далеко: момент количества движения есть квантовомеханический вектор, а изобарный спин, по приведенному выше определению, есть отвлеченное число, не связанное с каким-либо пространственным вектором. Точно так же магнитное квантовое число можно трактовать как проекцию J на направление магнитного поля, а T_z есть также отвлеченное число.

4. Правила отбора

Предположения о независимости ядерных сил от заряда и о равенстве масс нейтрона и протона представляют собой идеализацию, которая возможна и в том случае, если нейтрон и протон — частицы, различные по своей природе. Возможна, однако, и другая точка зрения: можно предположить, что нейтрон и протон — это два состояния одной и той же частицы (нуклона), отличающиеся лишь различными значениями дополнительной координаты T_z (у нейтрона $T_z = \frac{1}{2}, T = \frac{1}{2}$, у протона $T_z = -\frac{1}{2}$, $T = \frac{1}{2}$).

Действительная близость масс нейтрона и протона, равенство спинов, одинаковость статистики, превращения нейтрона в протон или протона в нейтрон при ядерных β-распадах, наконец, непосредственное β-превращение нейтрона в протон — все эти факты, хотя и не могут служить доказательством, но делают гипотезу о двух состояниях нуклона правдоподобной.

Сделав это предположение, можно тотчас же оформить его математически.

Ранее поведение нейтронов и протонов описывалось волновыми функциями $\psi_n(\mathbf{r}, \sigma)$ и $\psi_p(\mathbf{r}, \sigma)$, где $\mathbf{r}$ означает пространственные координаты, а σ — спиновую. Теперь поведение каждой из этих частиц описывается волновой функцией $\psi(\mathbf{r}, \sigma, t)$, где t — изобарная координата, различные значения которой ($+\frac{1}{2}$ или $-\frac{1}{2}$) показывают, в каком — нейтронном или протонном — состоянии находится нуклон. Переменные σ и t, могущие принимать только два значения ($+\frac{1}{2}$ и $-\frac{1}{2}$), во многом похожи друг на друга, и это существенно облегчает изучение симметрии и других свойств этих волновых функций. Рассматривая их свойства при сделанных выше

предположениях о равенстве сил и масс, удалось сделать два важных вывода относительно сохранения или возможного изменения изобарного спина в различных процессах.

Первый из них заключается в том, что изобарный спин, так же как и обыкновенный спин, сохраняется при всех внутренних движениях или превращениях, вызванных силами, не зависящими от заряда; выражаясь математически — он является интегралом движения.

Второй вывод заключается в том, что при ядерных реакциях, при β-распаде, при γ-излучении и при фотовозбуждении ядер действуют определенные правила отбора по изобарному спину, нарушение которых должно приводить к резкому уменьшению вероятности процесса. Эти правила отбора, установленные в результате ряда работ, изложение которых не входит в задачу этого доклада, собраны в табл. 5.

Первое из правил отбора есть закон сохранения изобарного спина в реакциях между тяжелыми частицами. Оно было установлено Адейром [47].

При соединении ядерных систем изобарные спины складываются квантовомеханически, так же, как моменты количества движения. Но при сложении механических моментов сталкивающихся систем необходимо учитывать не только спиновые, но и орбитальные моменты; поэтому и результирующий момент зависит от характеристик относительного движения систем — от скорости и параметра столкновения. Здесь же, при сложении изобарных спинов, нет аналога орбитальному моменту, и это сужает рамки возможных значений суммарного изобарного спина. Если сталкивающиеся частицы имели изобарные спины T_1 и T_2 и $T_1 > T_2$, то суммарная система может иметь одно из $2T_2 + 1$ значений изобарного спина от $T_1 + T_2$ до $T_1 - T_2$ через единицу.

Таблица 5

Правила отбора по изобарному спину

1. ЯДЕРНЫЕ РЕАКЦИИ И α-РАСПАД

$$\sum_{\text{квант. мех.}} T_i = \text{const}$$

2. β-РАСПАД

В вариантах, в которых действует правило отбора	Ферми ($\Delta J = 0$)	Теллера ($\Delta J = 0, \pm 1$ кроме $0 \to 0$)
действует правило отбора по изобарному спину	$\Delta T = 0$	$\Delta T = 0, \pm 1$

3. γ-ИЗЛУЧЕНИЕ

$$\Delta T = 0, \pm 1,$$

кроме случая $T_z = 0$, $E1$, когда разрешено только $\Delta T = \pm 1$; если при этом $\Delta T = 0$, то вероятность γ-излучения соответствует не $E1$, а приблизительно $M2$

Так, например, при любом соединении двух α-частиц ($T = 0$) могут возникать только состояния Be^8 с $T = 0$. При рассеянии дейтонов в гелии могут возникать только такие состояния Li^6, у которых T, так же как у α-частицы и дейтона, равно нулю. При захвате нейтронов в H^2

и Li^6 могут возникать только состояния с $T = \frac{1}{2}$. При захвате нейтронов в O_8^{18} $(T = 1)$ могут возникать состояния с $T = \frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$.

Уже из этих примеров видно, что правило сложения изобарных спинов при соединении частиц может быть очень полезным для выяснения изобарных спинов сложных ядер.

Правило сложения изобарных спинов может быть обращено и применено к процессу распада системы на две или большее число тяжелых частиц. Так, например, не все состояния Be^8 и Li^6 могут распасться на $\alpha + \alpha$ и $\alpha + d$ соответственно, а только такие, у которых $T = 0$. Состояние Li^6 с энергией возбуждения 3,58 MeV имеет $T = 1$ и энергию, достаточную для разделения на $\alpha + d$, но этот процесс запрещен правилом сохранения изобарного спина. Таких примеров известно уже много.

Приведенное выше правило сложения изобарных спинов может применяться независимо от того, насколько устойчива создающаяся система, каким временем жизни она обладает. Оно применимо также к образованию и последующему распаду промежуточных состояний ядер при ядерных реакциях (к компаунд-ядрам). Мы можем применять правило сложения изобарных спинов непосредственно к исходным и конечным системам, минуя стадию промежуточного состояния. Так, например, очевидно, что в реакциях типа (α, d), (d, α) и при неупругом рассеянии (d, d') и (α, α') изобарный спин ядер-мишени и ядер-продуктов одинаков; при реакциях (α, n), (α, p), (n, α), (p, α), (n, d), (d, n), (p, d), (d, p) изобарные спины мишени и продукта отличаются на $\frac{1}{2}$, а в реакциях (p, n) и (n, p), (p, p') и (n, n') изобарный спин может либо сохраниться, либо измениться на 1.

Правила отбора для β-распада были установлены Вигнером [9, 27, 48].

В тех вариантах теории β-распада, в которых действует правило отбора, $\Delta J = 0, \pm 1$ при разрешенных переходах должно быть $\Delta T = 0, \pm 1$. Это изобарное правило отбора относительно «свободно» — оно практически ничего не запрещает. У всех ядер с четными $A < 30$ все нижние уровни имеют $T = 0$ или $T = 1$ и β-превращения между ними разрешены; при нечетных A встречаются состояния с $T = \frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$, и опять все β-превращения разрешены. Это обстоятельство приводит к тому, что проверить действие этого правила отбора трудно.

В тех вариантах теории, в которых действует правило отбора Ферми: $\Delta J = 0$, изобарный спин при разрешенном β-распаде должен сохраняться: $\Delta T = 0$. Все известные до сего времени «чисто Фермиевские» переходы относятся к типу $+0 \to +0$. Это переходы $C^{10} \to 1{,}74$ MeV B^{10}, $O^{14} \to 2{,}31$ MeV N^{14} и $Cl^{34} \to S^{34}$. Все они относятся к переходам между подобными состояниями [40]. Так как у подобных состояний изобарный спин одинаков, то, следовательно, при распаде $\Delta T = 0$ и изобарное правило отбора автоматически соблюдено.

Изобарные правила отбора для γ-излучения были установлены Трайнором [49] и Радикати [50]. В ядрах, имеющих неравное число нейтронов и протонов ($T_z \neq 0$), при γ-излучении должно быть $\Delta T = 0, \pm 1$. Несоблюдение этого условия должно приводить к значительному уменьшению вероятности излучения. У всех легких ядер ($A < 30$) значения T у всех нижних уровней отличаются не более чем на 1 ($T = 0$ и 1 для четных A, $T = \frac{1}{2}$ и $\frac{3}{2}$ для нечетных A), поэтому изобарное правило отбора для γ-переходов в этих ядрах не вносит ничего нового — не запрещает ни одного перехода.

В ядрах, имеющих равное число нейтронов и протонов ($T_z = 0$), для переходов всех типов, кроме $E1$ — электрического дипольного, правило отбора прежнее. Но для переходов типа $E1$ должно быть $\Delta T = \pm 1$. В случае же $\Delta T = 0$ переход типа $E1$ запрещен, и вероятность его снижается в тысячи и десятки тысяч раз (примерно до вероятности пере-

хода типа $M2$). Так как у ядер с $T_z = 0$ многие нижние уровни имеют $T = 0$, имеется обширное поле применения этого последнего правила отбора. Примеры такого применения приведены ниже в параграфе 8.

Трайнор [49] установил также, что в ядрах с равным числом нейтронов и протонов запрещены переходы типа $E1$ между состояниями, имеющими изобарные спины T и $T \pm 2k$, где k — любое целое число или нуль. Это правило при $k = 0$ совпадает с приведенным в табл. 5, а при $k > 0$ оно не имеет практического значения, так как пока не найдены состояния какого-нибудь ядра, отличающиеся по изобарному спину на 2 или больше единиц.

5. Смещение уровней изобарных ядер из-за кулоновской энергии ядер и разности масс нейтрона и протона

Предположение о равенстве сил n — n, n — p и p — p и равенстве масс n и p привело к представлению о подобных состояниях изобарных ядер, образующих «мультиплет» [1, 51], характеризующийся определенным значением изобарного спина T и одинаковой энергией E, одинаковым спином J и четностью.

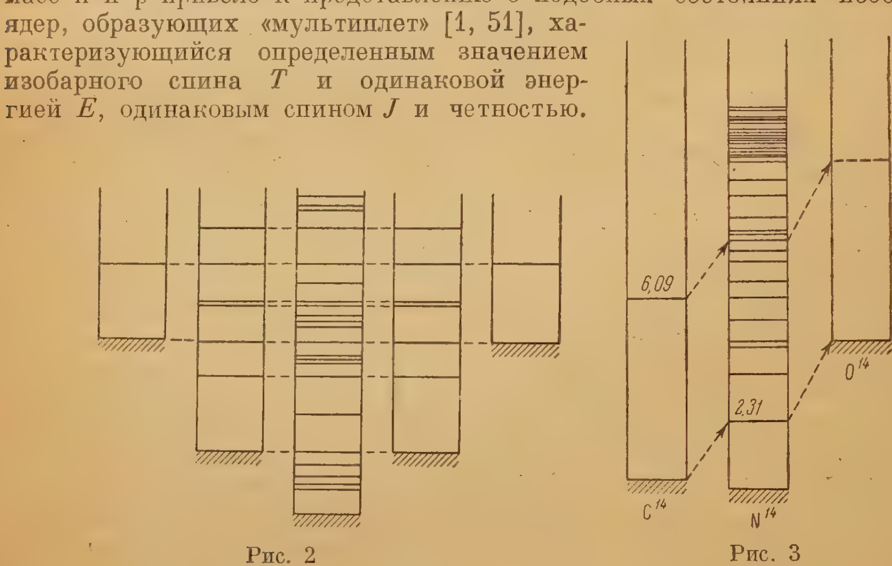


Рис. 2. Идеализированная схема уровней изобарных ядер

Рис. 3. Пример смещения уровней изобарных ядер вследствие электростатического взаимодействия и неравенства масс n и p

Получающаяся «идеализированная» схема уровней рис. 1 изображена в более привычном виде на рис. 2 (только число уровней в ней произвольно увеличено). Любой уровень, встречающийся у крайних изобар, встречается и у остальных и притом на той же высоте; но чем изобар ближе к середине рисунка, тем богаче набор его уровней.

Если исходные предположения выполняются не строго, то и следствия будут соблюдаться только приближенно: 1) различные уровни мультиплета сместятся относительно друг друга по энергии, 2) приписание каждому уровню определенного значения T будет уже нестрогим.

Так, например, учет неравенства масс нейтрона и протона должен привести к тому, что каждая графа рис. 1 и 2 будет смещена по отношению к соседней слева на величину n — p вниз. Наоборот, дополнительная электростатическая энергия возрастает на рис. 1 и 2 слева направо. Так как, начиная с $A = 4$, электростатическое смещение больше n — p, то при $A > 4$ уровни, принадлежащие к одному мультиплету смещаются вверх при увеличении Z. Смещение $\Delta E_{\text{кул}}$ постепенно увеличивается при возрастании Z. В статье [43] по данным об основных состояниях зеркальных ядер мы нашли, что

$$\Delta E_{\text{кул}} = 1{,}196 \frac{Z-1}{A^{1/3}} \text{ MeV}, \tag{2}$$

а полное смещение

$$\Delta E = \Delta E_{\text{кул}} - (\text{n} - \text{p}) = \left(1{,}196 \frac{Z-1}{A^{1/3}} - 0{,}781\right) \text{ MeV}. \tag{3}$$

В результате рассмотренного смещения расположение уровней в изобарном мультиплете перестает быть симметричным относительно среднего изобара M_Z^{2Z}.

Действительное смещение уровней видно на рис. 3.

Введенное выше смещение ΔE линейно относительно Z.

Если при повышении точности измерений можно будет констатировать закономерные отступления от этой линейности, это будет свидетельствовать либо о неточном равенстве ядерных сил, действующих между нуклонами, либо о наличии в электростатической энергии ядер членов, не пропорциональных $Z(Z-1)$ (обменная энергия, изменение распределения с Z и т. д.).

Вопрос о других следствиях наличия кулоновских сил и неравенства масс р и р будет рассмотрен в параграфе 7.

6. Изобарные спины реальных ядер

Изображенные на рис. 1 состояния расположены на нем с учетом их структуры в соответствии с общепринятыми взглядами на упаковку ядер. Опираясь на представления о структуре, мы смогли расположить состояния по строчкам и затем приписать им тот или иной изобарный спин. Переходя к возбужденным состояниям реальных ядер, мы сразу теряем эту путеводную нить и, не зная структуры, не можем предсказывать изобарные спины.

Дейтон

Можно показать, что, исходя из обычных квантовомеханических переменных — полного момента и четности, изобарный спин можно определить только в простейшей системе двух нуклонов. В состояниях типа S_0 (спины нуклонов противоположны, полный момент равен нулю) $T = 1$ в четных состояниях и $T = 0$ в нечетных. В состояниях типа S_1 (спины нуклонов параллельны, полный момент равен единице) $T = 0$ в четных и $T = 1$ в нечетных состояниях.

Таким образом, основное состояние дейтона имеет изобарный спин 0; синглетное состояние дейтона, если бы оно существовало, имело бы изобарный спин 1.

α-Частица

Изобарный спин α-частицы не удается рассчитать теоретически. Аргументы, основанные на схеме рис. 1, указывают на то, что он равен 0; кажется бесспорным, что наиболее плотной упаковкой двух нейтронов и двух протонов будет расположение их на низших уровнях с противоположными спинами, а это и означает, что $T = 0$. Несомненно также, что такое расположение не может осуществляться в H^4 или Li^4.

Можно, однако, доказать, что изобарный спин α-частицы равен нулю, исходя из экспериментального факта: если состояния A и B имеют разный изобарный спин, то реакция A(d, α)B не наблюдается. Это понятно, если изобарный спин α-частицы равен 0. Но если бы изобарный спин α-частицы был равен 1, 2 или больше 2, то правила отбора по изобарному спину не налагали бы запрета на указанную реакцию. Приведем пример: реакция O^{16} (d, α) 2,31 MeV N^{14} не наблюдается, так как у O^{16} $T = 0$, а у 2,31 MeV N^{14} $T = 1$ (см. параграф 7, стр. 546):

Более сложные ядра

В более сложных системах, чем дейтон, нельзя вычислить изобарный спин, зная только энергию, четность состояния, орбитальный и полный моменты. Нужны более детальные сведения о структуре состояния, которыми мы пока не располагаем.

Имеются, однако, три пути для определения изобарных спинов, основанные на экспериментальном материале. Первый путь — наблюдение ядерных реакций, второй — изучение произведений $f\tau$, характеризующих β-распад, и третий — поиски подобных состояний у атомных ядер. Мы рассмотрим эти пути последовательно.

Использование ядерных реакций

Основной материал для установления изобарных спинов дает применение правила сложения изобарных спинов в ядерных реакциях. Основываясь на том, что дейтон и α-частица имеют $T=0$, и применяя указанное правило, можно определить изобарные спины основных состояний всех легких ядер и многих возбужденных состояний этих ядер.

Основные состояния ядер с $A \leqslant 20$

Для примера продемонстрируем последовательность определения изобарных спинов основных состояний ядер с $A \leqslant 20$. Рассмотрим сначала ядра типа M_Z^{2Z}. Так как наблюдаются* идущие на основные уровни реакции:

$$Li^6(d,\alpha)\alpha,\ Be^8 \to 2\alpha,\ B_5^{10}(d,\alpha)Be^8;$$
$$C^{12}(d,\alpha)B^{10},\ N^{14}(d,\alpha)C^{12},\ O^{16}(d,\alpha)N^{14},$$

то последовательно выясняется, что Li_3^6, Be_4^8, B_5^{10}, C_6^{12}, N_7^{14} и O_8^{16} имеют $T=0$. На O^{16} цепь реакций (d,α) обрывается, так как реакция $O^{16}(d,\alpha)F^{14}$ не изучена. Однако изобарный спин F_9^{18} можно выяснить косвенным путем: уровень 5,61 MeV F^{18} получается при резонансе $N^{14}+\alpha$ ($E_\alpha = 1{,}7$ MeV) и поэтому имеет $T=0$. С другой стороны, он получается и в реакции $Ne_{10}^{20}(d,\alpha)$, откуда следует, что у Ne_{10}^{20} $T=0$. Так как в реакции $Ne_{10}^{20}(d,\alpha)$ получается и основной уровень F^{18}, то у него также $T=0$.

Обратимся теперь к ядрам типа M_Z^{2Z+1}.

Так как наблюдаются идущие на основной уровень реакции:

$$Li^6(d,p)Li^7,\ B^{10}(n,\alpha)Li^7,\ Li^7(d,t)Li^6,\ Li^6(d,n)Be^7,$$
$$B^{10}(p,\alpha)Be^7,\ Be^9(d,\alpha)Li^7,\ B^{11}(d,\alpha)Be^9,\ N^{14}(n,\alpha)B^{11},$$
$$B^{10}(d,p)B^{11},\ B^{10}(d,n)C^{11},\ N^{14}(p,\alpha)C^{11},\ C^{13}(d,\alpha)B^{11},$$
$$O^{16}(n,\alpha)C^{13},\ B^{10}(\alpha,p)C^{13},\ C^{12}(d,p)C^{13},\ C^{12}(\alpha,p)N^{15},$$
$$C^{12}(\alpha,n)O^{15},\ N^{14}(d,n)O^{15},\ N^{14}(\alpha,p)O^{17},\ F^{19}(d,\alpha)O^{17},$$
$$N^{14}(\alpha,n)F^{17},\ O^{16}(d,n)F^{17},\ O^{16}(\alpha,p)F^{19}\ \text{и}\ O^{16}(\alpha,n)Ne^{19},$$

то последовательно выясняется, что изобарные спины Li^7, H^3, Be^9, B^{11}, C^{11}, C^{13}, N^{13}, N^{15}, O^{15}, O^{17}, F^{17}, F^{19} и Ne^{19} равны $\frac{1}{2}$.

Изобарный спин ядер типа M_Z^{2Z+2}: He_2^6, Li_3^8, Be_4^{10}, B_5^{12}, C_6^{14}, N_7^{16}, O_8^{18}, F… можно выяснить следующим образом. У этих ядер $T_z=1$ и поэтому $T \geqslant 1$. Однако на опыте наблюдались идущие на основной уровень реакции:

$$Be^9(n,\alpha)He^6,\ Li^6(n,p)He^6,\ Li^6(t,p)Li^8,\ B^{11}(n,\alpha)Li^8,$$
$$Li^7(d,p)Li^8,\ B^{10}(n,p)Be^{10},\ C^{13}(n,\alpha)Be^{10},\ Be^9(d,p)Be^{10},$$

---

* Все указания о ядерных реакциях, упомянутых в этом параграфе, можно найти в обзоре Айзенберга и Лауритсена [52].

$Be^9(\alpha, p)B^{12}$, $B^{11}(d, p)B^{12}$, $C^{14}(d, \alpha)B^{12}$, $C^{12}(t, p)C^{14}$,
$B^{11}(\alpha, p)C^{14}$, $N^{14}(n, p)C^{14}$, $C^{13}(d, p)C^{14}$, $N^{15}(d, p)N^{16}$,
$O^{18}(p, \alpha)N^{15}$, $O^{18}(p, n)F^{18}$, $F^{19}(d, p)F^{20}$.

Квантовомеханическое сложение могло бы дать $T=0$ или 1, но вследствие приведенного выше неравенства $T=0$ отпадает и остается однозначно $T=1$.

Немногое известно о легких ядрах типа M_Z^{2Z+3}: Li^9, C^{15}, N^{17}, O^{19}. Для них $T_z=\frac{3}{2}$ и, следовательно, $T \geqslant \frac{3}{2}$. Но из того, что наблюдаются реакции $Be^9(d, 2p)Li^9$, $C^{14}(d, p)C^{15}$, $C^{14}(\alpha, p)N^{17}$, $O^{17}(n, p)N^{17}$, $F^{19}(n, p)O^{19}$, следует, что у всех этих ядер $T \not> \frac{3}{2}$ и, следовательно, равно $\frac{3}{2}$.

Резюмируя, можно констатировать, что у **всех легких ядер** с $A \leqslant 20$ **основное состояние имеет минимальный возможный изобарный спин**: $T=T_z$.

Нет, однако, оснований считать, что такое положение будет всегда соблюдаться и при $A>20$.

У зеркальных ядер первого порядка следует ожидать значений $T=\frac{1}{2}$ в силу их симметрии. У зеркальных ядер второго порядка по той же причине следует ожидать $T=1$. Все четно-четные ядра в основных состояниях хорошо упакованы — по крайней мере эти состояния во всех изученных случаях принадлежат к типу $+0$; можно ожидать, что у ядер этого типа изобарный спин основного состояния всегда будет минимальным. Для ядер других типов подобных аргументов нет.

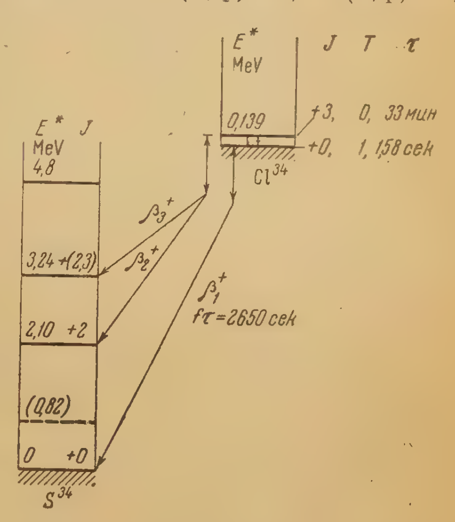


Рис. 4. Схема распада Cl^{34}. β_1^+: $E_{гр}=4{,}45$ MeV (46 %); β_2^+: $E_{гр}=2{,}58$ MeV (28 %); β_3^+: $E_{гр}=1{,}3$ MeV (26 %)

Возможно, что Cl_{17}^{34} представляет собой первый пример ядра, у которого в основном состоянии $T=1$, а не 0, как можно было ожидать, исходя из того, что в этом ядре одинаковое число протонов и нейтронов ($T_z=0$).

Современные представления о схеме распада Cl^{34} отражены на рис. 4 [53].

В течение долгого времени считалось установленным, что основным состоянием Cl^{34} является состояние, имеющее период полураспада 33,2 мин [54], распадающееся путем испускания β^+-частиц с граничными энергиями компонент 1,3, 2,58 и 4,55 MeV [54] и γ-лучей с энергией 0,145, 1,16, 2,10 и 3,22 MeV [54]. Для ядер Cl^{34} — S^{34} смещение $\Delta E_{кул} - n + p = 5{,}13$ MeV; эта величина близка к энергии, выделяющейся при распаде упомянутого 33-минутного состояния $Cl^{34}(4{,}55+2m_0c^2 \approx 5{,}5$ MeV). Однако 33-минутное состояние Cl^{34} отнюдь не подобно основному состоянию S^{34}, так как при $\tau=33$ мин и $E_{гр}=4{,}55$ MeV $f\tau=3{,}3\cdot10^6$ сек; следовательно, β-распад 33-мин $Cl^{34} \rightarrow S^{34}$ запрещен, а квантовые характеристики этих состояний различны.

Отсюда приходилось делать вывод, что состояние Cl^{34}, подобное основному состоянию S^{34}, принадлежащее к типу $+0$, лежит где-то вблизи от 33-минутного состояния Cl^{34}, но не совпадает с ним.

В 1953 г. Арбер и Штеслин [55] разрешили эту загадку. Они обнаружили, что при реакции $Cl^{35}(\gamma, n)$ возникает, кроме 33-минутной, еще

другая активность, с периодом полураспада $1{,}58 \pm 0{,}05$ сек и границей позитронного спектра $E_{гр} = 4{,}45$ MeV.

Произведение $f\tau$ для β-распада этого состояния равно 2650 сек, т. е. соответствует разрешенному благоприятному β-распаду [40]. Именно такую величину $f\tau$ следовало ожидать, если новое состояние — типа $+0$, а β-переход — типа $+0 \rightarrow +0$.

По новой схеме распада Cl^{34} его 33-минутное состояние является первым возбужденным состоянием, имеет энергию возбуждения 139 keV и распадается частично прямо в S^{34}, частично ($\sim 50\%$) путем изомерного перехода (γ и e^-) в основное состояние Cl^{34}.

Коэффициент конверсии изомерного перехода был измерен Арбером и Штеелином и оказался соответствующим типу $M3$. Это указывает на то, что 33-минутное состояние — четное, со спином 3. Большая разность моментов объясняет высокий запрет для 139-keV перехода и большую продолжительность жизни первого возбужденного состояния Cl^{34}.

По изложенной схеме основное состояние Cl^{34} подобно основному состоянию S^{34} и должно иметь такой же изобарный спин. Это же следует из правила отбора для β-распада (см. табл. 5), по которому переходы $+0 \rightarrow +0$ могут происходить только между состояниями с равными T. Так как у S^{34} $T_z = 1$, то у него $T \geqslant 1$. Отсюда и вытекает, что у основного состояния Cl^{34} изобарный спин $T > 0$, больше минимального возможного значения $T = T_z$.

Вполне возможно, что и до Cl^{34}, при $20 < A < 34$, имеются случаи, когда у основного состояния ядра $T > T_z$. Можно подозревать, что это происходит с Al^{26}, у которого разность Al^{26} — Mg^{26} почти точно соответствует смещению ΔE, а $f\tau = 2700$ сек; это наводит на мысль, что у основного состояния Al^{26} $T = 1$.

Рис. 5. Анализ изобарных спинов возбужденных состояний B^{10} по реакциям (p, p′) и (d, d′)

Возбужденные состояния ядер с четными A

Для определения изобарных спинов возбужденных состояний ядер могут быть с успехом привлечены данные о неупругом рассеянии дейтонов, α-частиц, протонов и нейтронов. При неупругом рассеянии дейтонов и α-частиц могут получаться только такие возбужденные состояния, которые имеют тот же изобарный спин, что и у исходного ядра. При неупругом рассеянии протонов и нейтронов могут получаться возбужденные состояния с изобарным спином исходного ядра, а также и состояния с изобарным спином, отличающимся на 1.

Для примера на рис. 5 изображен анализ изобарных спинов возбужденных состояний B^{10}. Все состояния, кроме одного, получаются при рассеянии (d, d′), и поэтому ясно, что они имеют $T = 0$. Одно из состояний — при энергии возбуждения 1,74 MeV, — не получающееся при рассеянии (d, d′), получается при рассеянии (p, p′). Очевидно, что это состояние имеет $T = 1$.

На рис. 6 изображен анализ изобарных спинов у возбужденных состояний ядра N^{14}. Основное и два первых возбужденных состояния этого ядра (2,31 и 3,95 MeV N^{14}) получаются по реакции $N^{14}(p, p')N^{14*}$, но только основное и второе возбужденное состояния получаются также и по реакции $N^{14}(d, d')N^{14*}$. Очевидно, что состояние 2,31 MeV N^{14} имеет $T = 1$.

Определение изобарных спинов возбужденных состояний ядер может производиться не только по неупругому рассеянию, но также путем анализа ядерных реакций.

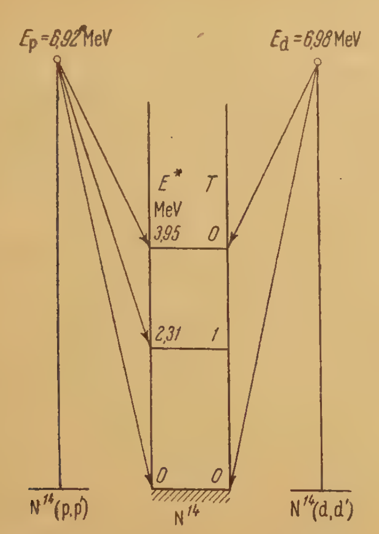


Рис. 6. То же, что на рис. 5, но для N^{14}

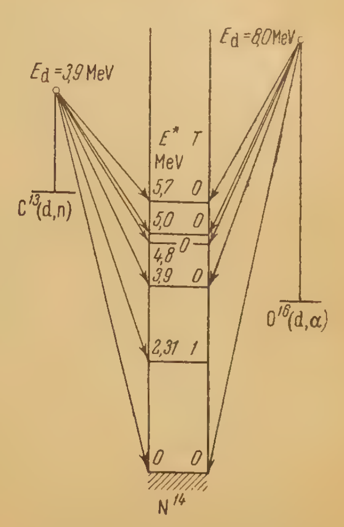


Рис. 7. Анализ изобарных спинов возбужденных состояний N^{14} по реакциям (d, n) и (d, α)

На рис. 7 изображены реакции (d, n) и (d, α), приводящие к возбужденным состояниям N^{14}. Этот пример уже упоминался на стр. 535. Состояние 2,31 MeV N^{14} получается по реакции C^{13}(d, n), но не получается [56—58] по реакции O^{16}(d, α); это происходит потому, что состояние 2,31 MeV N^{14} имеет $T = 1$.

На стр. 535 этот пример, вместе с фактом отсутствия этого же состояния в реакции N^{14}(d, d'), приводился как доказательство того, что изобарный спин α-частицы равен 0. Однако, если это так, то другие аналогичные примеры могут служить для определения изобарных спинов отдельных состояний.

Возбужденные состояния ядер с нечетными *A*

Зеркальные ядра представляют собой хорошие примеры ядер, у которых анализ ядерных реакций позволяет выяснить изобарные спины возбужденных состояний. В большинстве случаев анализ удается произвести, рассматривая реакции (d, p) и (d, n), которые при одной и той же мишени, имеющей обычно $T = 0$, дают подобные состояния зеркальных ядер с $T = \frac{1}{2}$. Для примера зеркальная пара B^{11} — C^{11} приведена на рис. 8. У всех изученных возбужденных состояний B^{11} и C^{11} $T = \frac{1}{2}$.

Следует, однако, помнить, что реакции (d, p) и (d, n) на ядрах с $T = 0$ дают состояния только с $T = \frac{1}{2}$. Чтобы получить состояния с $T = \frac{3}{2}$, нужно изучать реакции типа $C^{13}(p, n)N^{13*}$ (у основного состояния C^{13} $T = \frac{1}{2}$).

Обнаружение первого состояния с $T = \frac{3}{2}$ у зеркальных ядер M_Z^{2Z+1} и M_{Z+1}^{2Z+1} указало бы величину массы у основных состояний изотопов M_{Z-1}^{2Z+1} и M_{Z+2}^{2Z+1}: например H_1^5 и Be_4^5, He_2^7 и B_5^7, Li_3^9 и C_6^9 Be_4^{11}

и N_7^{11}, B_5^{13} и O_8^{13}, C_6^{15} и F_9^{15}, N_7^{17} и Ne_{10}^{17} и т. д. Среди перечисленных изотопов известны [52] только Li^9, C^{15} и N^{17}. Экспериментальные значения массы Li^9, C^{15} и N^{17} указывают, что первые возбужденные уровни с

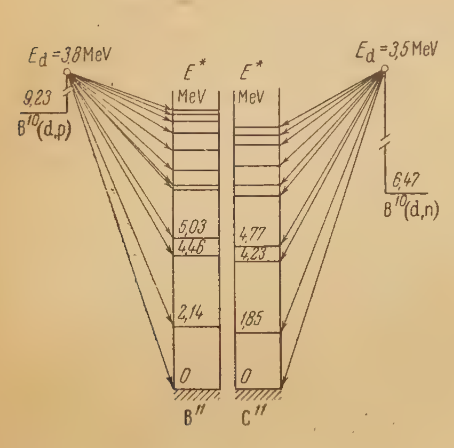


Рис. 8. Пример определения изобарных спинов для пары зеркальных ядер B^{11} — C^{11}

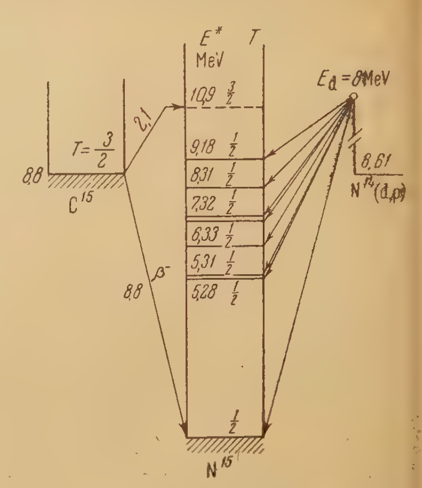


Рис. 9. Анализ изобарных спинов возбужденных состояний N^{15}

$T = \frac{3}{2}$ в зеркальных парах (Be^9, B^9), (O^{15}, N^{15}) и (O^{17}, F^{17}) соответственно обладают энергиями: 15,0, 10,9 и 11,3 MeV (см. рис. 9).

О состояниях с высокими значениями T

Экспериментальные исследования ядерных реакций всегда производятся в условиях, когда бомбардирующие и вылетающие частицы имеют изобарный спин или 0 (α-частицы, дейтоны) или $\frac{1}{2}$ (протоны, нейтроны, тритоны, He^3). При таких реакциях изобарный спин может измениться не более чем на 1.

Если бы у легких ядер были состояния с большими значениями T, то они не возникали бы при обычных ядерных реакциях. Так как большинство ядерных состояний осуществляется в результате ядерных реакций, то может возникнуть опасение, что наши сведения о возбужденных состояниях ограничены и что существует много недоступных состояний с большими T. Однако это опасение вряд ли основательно. При реакциях (n, 2n), (n, p), (p, n), (p, 2n) должны возникать ядерные состояния с различной степенью возбуждения и со значениями изобарного спина, отличающимися друг от друга на 1, например, T и $T + 1$. Так как правило отбора для γ-лучей допускает изменение $\Delta T = 0, \pm 1$, то излучение γ-квантов привело бы к состояниям с изобарными спинами $T - 1$, T, $T + 1$ и $T + 2$, а каскадное излучение создало бы состояния с еще большим разнообразием изобарных спинов.

О реакциях (γ, n) и (γ, t)

В предыдущих пунктах речь шла о ядерных реакциях, в которых участвовали только тяжелые частицы. Определение изобарных спинов возбужденных состояний некоторых ядер может быть произведено путем сопоставления реакций (γ, n) и (γ, t). Подробнее этот вопрос изложен в параграфе 9.

Использование произведений $f\tau$

Вигнер и Финберг [59], а затем Кофоед-Гансен [60] указали на ледующее свойство матричных элементов β-распада.

При «чисто фермиевских» β-превращениях типа $+0 \rightarrow +0$ матричный лемент превращения не зависит от вариантов теории β-распада и от юдели ядра. Если справедлива зарядовая независимость ядерных сил и южно пренебречь кулоновскими и магнитными силами и разностью (n — p), наче говоря, если изобарный спин представляет собой «хорошее кван-овое число», то квадрат этого матричного элемента должен быть равен:

$$T(T+1) - T_{z_1}T_{z_2},$$

де T — общий для обоих состояний изобарный спин, а T_{z_1} и T_{z_2} — его омпоненты в этих состояниях. У двух состояний соседних изобар, между которыми происходит β-превращение, не может быть $T=0$; оэтому матричный элемент всегда больше 0.

Для всех переходов между двумя состояниями с $T=1$ квадрат мат-ичного элемента равен 2, а для переходов с $T=2$ он равен 6, если отя бы одно из ядер имеет $T_z=0$. Этот вывод может быть проверен, ак как равенство матричных элементов означает равенство произве-ений $f\tau$.

Известно три β-распада типа $+0 \rightarrow +0$: $C^{10} \rightarrow B^{10*}$, $O^{14} \rightarrow N^{14}$ и $Cl^{34} \rightarrow S^{34}$. первых двух случаях несомненно, что $T=1$ у обоих состояний, последнем, вероятно, то же.

Произведения $f\tau$ соответственно равны [52] 6000 ± 3000, 3300 ± 900 2650 ± 200 сек.

Широкие пределы указанных погрешностей не позволяют утверждать, то эти значения равны друг другу; однако приведенные значения не ротиворечат равенству всех $f\tau$ величине $2400 \div 2900$ сек. Если бы у l^{34} и S^{34} было бы $T=2$, то величина $f\tau$ у Cl^{34} должна была бы быть еньше первых двух в три раза; этого, повидимому, нет, и, следова-ельно, у обоих состояний, связанных β-распадом, $T=1$.

Конечно, этот способ определения изобарного спина приобретет остаточную убедительность только тогда, когда произведения $f\tau$ будут пределяться точнее, а число изученных превращений типа $+0 \rightarrow +0$ начительно возрастет. Пока его можно рассматривать только как некую ерспективу. Однако следует отметить его положительную сторону: он е связан с последовательной цепью реакций и позволяет определить начения T для изолированной пары ядер.

Изучение случаев распада типа $+0 \rightarrow +0$, $T=1$, $\Delta T=0$, несомненно, редставляет большой интерес. Изотоп A^{34} пока не открыт, но почти есомненно, что его основное состояние будет подобно основному состоя-ию S^{34}, так как это — зеркальные ядра второго порядка. Если это ак, то распад $A^{34} \rightarrow Cl^{34}$ будет принадлежать к указанному типу.

Можно ожидать, что распад этого типа происходит в Al^{26} ($f\tau = 2700$ сек) м. стр. 540).

Возможно, что распад типа $+0 \rightarrow +0$ происходит у недавно от-рытых изотопов типа M_Z^{2Z}: V_{23}^{46} ($\tau = 0{,}40$ сек), Mn_{25}^{50} ($\tau = 0{,}28$ сек) и o_{27}^{54} ($\tau = 0{,}18$ сек) [61]; если по формуле (3) (стр. 537) вычислить для этих дер полное смещение ΔE и затем границы β^+-спектров, то получаются начения, которые вместе с приведенными выше экспериментальными начениями τ дают произведения $f\tau$, близкие к 2700 сек.

Использование подобных состояний

Представление о подобных состояниях изобарных ядер может быть спользовано для выяснения изобарных спинов двояким путем.

А) Если у какого-нибудь ядра известно положение состояния, подоб-

ного основному состоянию соседнего, менее симметричного изобара с изобарным спином T_1, то все лежащие ниже уровни этого ядра имеют $T < T_1$.

Пример. Рассмотрим рис. 10. Состояние 15,09 MeV C^{12}, повидимому, подобно основному состоянию B^{12} и имеет $T = 1$. Все лежащие ниже состояния C^{12} имеют $T = 0$, так как не может быть состояний B^{12}, которые были бы им подобны.

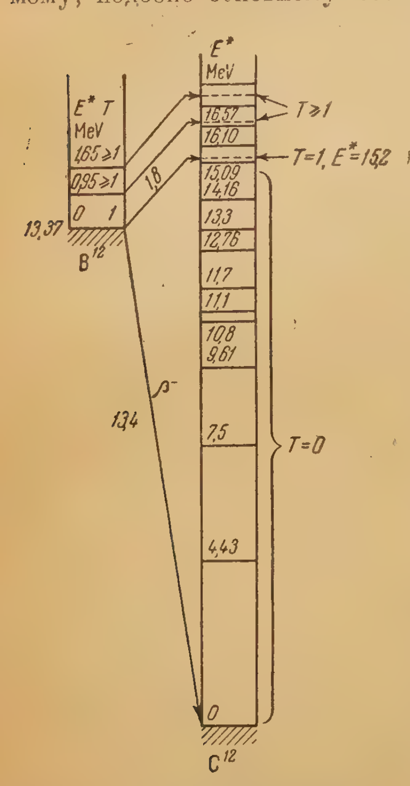


Рис. 10. То же, что на рис. 9, но для C^{12}

В табл. 6 приведено положение первых уровней, имеющих изобарный спин на единицу больший, чем у основного состояния.

Б) Если у каких-нибудь соседних изобар имеются подобные состояния [34], т. е. уровни, смещенные друг относительно друга на $\Delta E_{кул}$ — (n — p) и обладающие одинаковыми физическими характеристиками (спин, четность), то можно предполагать, что эти состояния имеют одинаковый изобарный спин. Ни в одном случае это предположение не противоречит опыту. Если затем, исходя из каких-нибудь других соображений (например по ядерным реакциям) удается выяснить изобарный спин одного из этих состояний, то становятся известными значения T для всех подобных состояний.

Пример 1: He^6—Li^6. Рассмотрим возбужденное состояние 3,572 MeV Li^6 (рис. 11). Оно получается при реакциях Be^9 (p, и Li^7 (p, d); так как Be^9 и Li^7 имеют $T = \frac{1}{2}$, то, следовательно, рассматриваемое состояние имеет $T = 0$ или $T = 1$. По видимому, это состояние является подобным основному состоянию He^6. Добавление к массе He^6 величины $\Delta E_{кул}$ — (n — приводит к величине возбуждения для Li^6 4,04 MeV. Хотя разница межд

Таблица 6

Энергия возбуждения (в MeV) первых уровней легких ядер, имеющих изобарн спин на 1 больший, чем у основного состояния

«Симметричные» ядра M_Z^{2Z} (основн. сост. $T=0$)		Зеркальные ядра M_Z^{2Z+} (основн. сост. $T=\frac{1}{2}$)
«Дейтонные» ядра	«α-частичные» ядра	
сост. с $T=1$	сост. с $T=1$	сост. с $T=\frac{3}{2}$
Li^6: 3,572 (5,28)*	Be^8: 16,9 (19,18)*	Be^9 и B^9: 15,0
B_5^{10}: 1,72, 5,11 или 5,17	C^{12}: 15,09, 16,10	O^{15} и N^{15}: 10,9
N_7^{14}: 2,31, 8,06	O^{16}: 12,51, 13,09	O^{17} и F^{17}: 11,3
F_9^{18}: (1,20)*	Ne^{20}: (10,22, 10,9)*	

* В скобках указаны предполагаемые значения.

расчетной и наблюдаемой величинами возбуждения довольно велика, она может быть приписана неточности расчета кулоновской энергии и всегда наблюдающемуся, но пока не объясненному смещению вниз подобных состояний у изобара с бо́льшим Z. У Li^6 нет других уровней возбуждения в интервале $3 \div 5$ MeV, поэтому заключение о подобии состояний 0 MeV He^6 и 3,58 MeV Li^6 представляется бесспорным. Поскольку у He^6 изобарный спин равен 1 (см. стр. 538), то и состоянию 3,572 MeV Li^6 мы приписываем это значение изобарного спина.

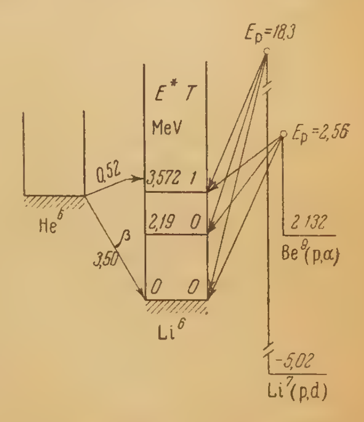


Рис. 11. Использование подобия состояний 0 MeV He^6 и 3,572 MeV Li^6 для определения изобарного спина состояния 3,572 MeV Li^6

П р и м е р 2: с о с т о я н и я с $T \geqslant 1$. Основному и возбужденному состояниям 0 MeV и 2,28 MeV Li^8 должны быть подобны состояния Be^8 с энергией возбуждения 17,0 и 19,28 MeV. В этом интервале возбуждений у Be^8 уровни расположены весьма густо, а ядерные реакции, которые позволили бы выяснить изобарные спины, не изучены. Поэтому отыскание состояний Be^8, подобных состояниям Li^8, зависит от возможности сопоставления квантовых характеристик рассматриваемых уровней Li^8 и Be^8.

Возбужденному состоянию 3,37 MeV Be^{10} должно быть подобно одно из состояний 5,11 и 5,17 MeV B^{10}. Состояниям 0, 0,947 и 1,65 MeV Be^{12}, вероятно, подобны состояния 15,09, 16,10 и 16,8 MeV C^{12}. Состоянию 6,10 MeV C^{14}, вероятно, подобно возбужденное состояние 8,06 MeV N^{14}. Состояниям 0 и 1,6 MeV N^{16}, вероятно, подобны состояния 12,51 и 13,09 MeV O^{16} и т. д.

Во всех этих случаях состояние, упомянутое первым, принадлежит ядру типа M_Z^{2Z+2}, все состояния которого имеют $T \geqslant 1$. Следовательно, состояния ядер, упомянутых вторыми, также имеют $T \geqslant 1$. Однако окончательное установление подобия и, следовательно, определение изобарных спинов во всех этих случаях не может быть достигнуто только измерением разности масс, так как неопределенность в кулоновской энергии и смещение уровней у ядер с большим Z достигают иногда сотен килоэлектронвольт, а на этом интервале в более симметричных ядрах находится несколько уровней. Поэтому только тщательное изучение четностей и моментов может придать уверенность установлению подобия и выяснению изобарного спина возбужденных состояний Be^8, B^{10}, C^{12}, N^{14}, O^{16} и т. д.

П р и м е р 3: з е р к а л ь н ы е я д р а $Li^7 - Be^7$. Как известно, у зеркальных ядер подобны как основные, так и возбужденные состояния. Вероятно, изобарные спины этих состояний также попарно одинаковы. Во многих случаях это доказывается непосредственно на основании анализа ядерных реакций (см., например, рис. 8 для пары $B^{11} - C^{11}$). В других случаях экспериментальных данных недостаточно. В этих случаях неизвестный изобарный спин можно устанавливать, опираясь на принцип подобия. Так, например, уровни 0, 0,478, 4,61 и 7,46 MeV Li^7 имеют $T = \frac{1}{2}$, так как первые три получаются по реакциям $Li^6(d, p)$ и $Li^7(d, d')$, а последний — по реакциям $Li^6 + n$ и $Be^9(d, n)$; относительно же уровня 6,56 MeV Li^7 данных нет.

Состояния Be^7 с энергией возбуждения 0, 0,430 MeV имеют $T = \frac{1}{2}$, так как получаются по реакции $Li^6(d, n)$; состояния 6,4 и 7,16 MeV Be^7 имеют $T = \frac{1}{2}$, так как являются промежуточными в реакции $Li^6 + p \rightarrow$

$\rightarrow Be^7 \rightarrow He^3 + \alpha$. Относительно же состояния 4,6 MeV Be^7 ничего неизвестно. Сопоставляя все данные вместе, мы можем констатировать попарное равенство изобарных спинов для состояний 0 MeV Li^7 — 0 MeV Be^7; 0,478 MeV Li^7 — 0,430 MeV Be^7; 7,46 MeV Li^7 — 7,16 MeV Be^7 и дополнить его предположением, что состояния 4,6 MeV Be^7 и 6,56 MeV Li^7 также имеют изобарный спин, равный $\frac{1}{2}$.

7. Однозначность изобарного спина; «строгость» правил отбора

Из предыдущих параграфов вытекает, что если силы n — n, n — p и p — p в точности равны, а массы n и p одинаковы, изобарный спин является интегралом движения, или, как говорят в квантовой механике, является «хорошим квантовым числом». В этих условиях он аналогичен полному механическому моменту J.

В действительности равенство ядерных сил, действующих между нуклонами, выполняется, вероятно, только приближенно, массы n и p не равны, а электростатические и магнитные силы безусловно нарушают поставленные условия.

Следствием является то, что изобарный спин перестает быть хорошим квантовым числом: в волновой функции системы появляются компоненты с разными значениями T (но, разумеется, с теми же значениями спина и четности). Положение оказывается таким же, как с орбитальным моментом ядра: вследствие того, что ядерные силы не являются в точности центральными силами, орбитальный момент не является точным квантовым числом; волновые функции ядер при этом содержат компоненты с разными значениями L, но с одинаковыми значениями четности и полного момента. Так, например, основное состояние дейтона, имеющее спин 1, содержит функции с $L = 0$ (S_1-состояние) и с $L = 2$ (D_1-состояние) ($L = 1$ исключено законом сохранения четности); условно говорят, что дейтон находится 96% времени в S_1-состоянии и 4% в D_1-состоянии.

В легких ядрах роль нецентральных сил мала, поэтому компонента волновой функции, соответствующая одному из значений L, значительно больше других.

Точно так же в легких ядрах отступления от зарядовой независимости невелики и одно из значений T является основным.

Неоднозначность T должна проявляться в «нестрогости» правил отбора. Если правила отбора, приведенные в табл. 5, запрещают реакцию или превращение при основном значении T, то они могут разрешать их для примешанного состояния с другим значением T. В результате реакция или превращение, полностью запрещенные для основного значения T, с уменьшенной интенсивностью, но все же будут происходить.

Для того чтобы количественно описать примеси различных состояний, волновую функцию можно представить в виде ряда:

$$\psi = \psi(T) + \sum_{T'} \alpha(T')\, \psi(T'),$$

где $\psi(T)$ — компонента, соответствующая главному значению изобарного спина T, $\psi(T')$ — компонента с изобарным спином T', $\alpha(T')$ — коэффициент, измеряющий амплитуду примеси состояния с T'.

Если какой-нибудь процесс запрещен при главном значении T, но разрешен при значении T', то величина $\alpha^2(T')$ определяет собой остающуюся вероятность процесса.

Коэффициенты $\alpha(T')$ могут либо вычисляться при определенных предположениях о действующих силах и о структуре ядра, либо выводиться из экспериментальных данных.

Теоретические оценки

Смешение функций с различными T может возникать из-за разных причин: из-за неточной независимости ядерных сил от заряда, от электростатических сил, из-за неравенства масс протона и нейтрона.

В литературе имеется только теоретическая оценка величин $\alpha(T')$, происходящих от кулоновского поля, в двух частных случаях. В качестве первого примера Радикати [62] рассмотрел возможные примеси к основному состоянию симметричного ядра с $T_z = 0$, в которых имеется замкнутая оболочка и сверх нее два нуклона, т. е. ядер типа Li^6, N^{14}, F^{18}.

Основное состояние этих ядер имеет $T = 0$, $J = 1$, $S = 1$, $L = 0$; определялась примесь состояния с $T = 1$, $J = 1$, $S = 1$, $L = 0$, вызванная воздействием кулоновского поля оболочки на два внешних нуклона; состояния с $T = 1$, $J = 1$, но другими S и L примеси не дают. Энергия первого возбужденного состояния с $T = J = S = 1$, $L = 0$ рассчитывалась для прямоугольной ямы; для N^{14} она оказалась равной 40 MeV, что, вероятно, является слишком высоким значением. Вычислив матричный элемент, связывающий это состояние с основным, Радикати получил $\alpha^2(1) = 2{,}5 \cdot 10^{-3}$.

Вторым примером был случай, когда, кроме замкнутой оболочки, имеется четыре нуклона (как в ядрах Be^8 и Ne^{20}) или же когда в замкнутой оболочке имеются четыре вакансии (как в ядрах C^{12} и A^{36}). Основные состояния этих ядер имеют $T = 0$, $J = 0$, $S = 0$, $L = 0$; можно ожидать примеси состояний с $T = 1$, $J = 0$, $S = 0$, $L = 0$ и $T = 2$, $J = 0$, $S = 0$, $L = 0$. Грубые оценки, сделанные Радикати, показывают, что у C^{12} такие уровни должны лежать на высоте ~ 15 MeV. Это дает

$$\alpha^2(1) \approx 5 \cdot 10^{-5} \quad \text{и} \quad \alpha^2(2) = 4 \cdot 10^{-6}.$$

Разумеется, все приведенные числа — не более как ориентировочные оценки, относящиеся к тому же к весьма специальным случаям.

Все же можно заключить, что кулоновское воздействие оболочки на невходящие в оболочку нуклоны не вызывает заметного смещения состояний.

Поэтому, если окажется, что в действительности ядерные состояния очень «чисты» по изобарному спину, это будет означать, что и другие причины не вызывают смещения состояний и, следовательно, ядерные силы не зависят от заряда.

Оценки, сделанные Радикати, относятся к основным состояниям ядер. Величины $\alpha(T')$ растут, если расстояние между уровнями T и T' уменьшается. Чем больше возбуждение ядра, тем меньше среднее расстояние между уровнями. Поэтому при увеличении возбуждения α стремится к 1 и однозначность изобарного спина исчезает.

Экспериментальные определения

Экспериментальные определения примеси состояний могут производиться, как уже было указано выше, путем наблюдения нарушений правил отбора. Правила отбора, относящиеся к ядерным реакциям, являются наиболее строгими.

Так, например, реакция $O^{16}(d, \alpha)$ 2,31 MeV N^{14} запрещена полностью; если она в какой-то степени все же происходит, то остающаяся интенсивность определяется примесью состояния с $T = 0$ к состоянию 2,31 MeV N^{14}, имеющему $T = 1$.

Наиболее четкие результаты для двух частных случаев были получены группой Бюхнера, которая уже много лет проводит тщательные исследования спектров вторичных заряженных частиц при ядерных реакциях. В работах этой группы протоны или дейтоны ускоряются электростатическим генератором, после чего из пучка выделяется хорошо

монохроматизированная часть и направляется на очень тонкую мишень. Вторичные частицы, выбитые под углом 90° к первичному пучку, анализируются при помощи магнитного спектрометра.

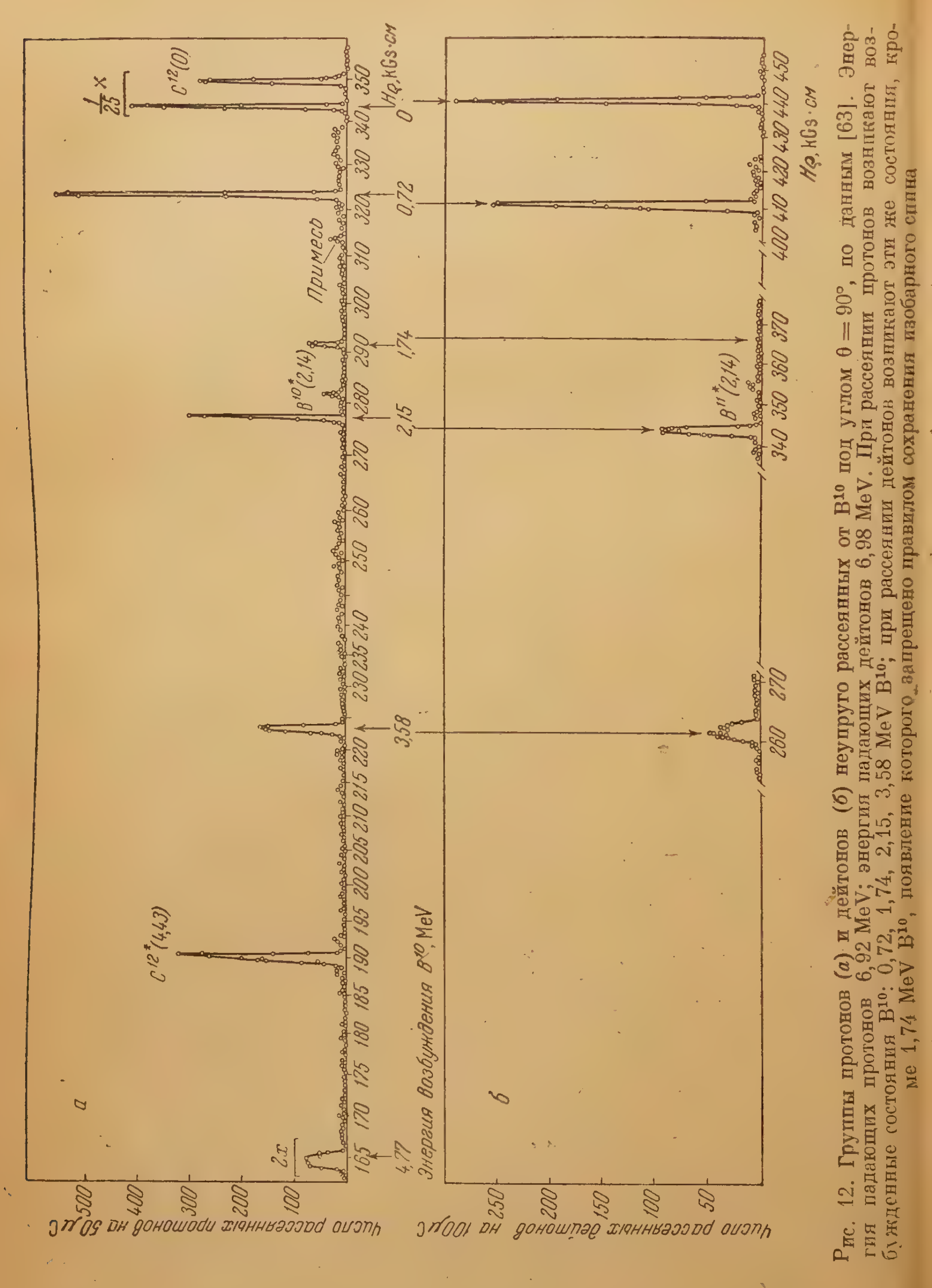


Рис. 12. Группы протонов (*а*) и дейтонов (*б*) неупруго рассеянных от B^{10} под углом $\theta = 90°$, по данным [63]. Энергия падающих протонов 6,92 MeV; энергия падающих дейтонов 6,98 MeV. При рассеянии протонов возникают возбужденные состояния B^{10}: 0,72, 1,74, 2,15, 3,58 MeV B^{10}; при рассеянии дейтонов возникают эти же состояния, кроме 1,74 MeV B^{10}, появление которого запрещено правилом сохранения изобарного спина

На рис. 12 представлены результаты исследования [63] спектра неупруго рассеянных на ядрах B^{10} протонов (*а*) и дейтонов (*б*). Масштабы по оси ординат подобраны так, чтобы было удобно сопоставлять линии, относящиеся к одному уровню. На верхней кривой (*а*) отчетливо видны пики, относящиеся к упруго рассеянным (0 MeV) и неупруго рассеянным на уровнях 0,72, 1,74, 2,15, 3,58 и 4,77 MeV B^{10} протонам.

На нижней кривой для дейтонов (*б*) можно найти пики, соответствующие всем перечисленным уровням, кроме уровня 1,74 MeV B^{10}, уже встречавшегося нам на стр. 540 и на рис. 5 уровня с $T = 1$. В районе,

Таблица 7

Относительные интенсивности групп неупруго рассеянных на ядрах B^{10} и N^{14} протонов и дейтонов ($E_{p,d} \approx 7$ MeV)

Уровни B^{10}	Протоны	Дейтоны	Уровни N^{14}	Протоны	Дейтоны
0	100	100	0	100	100
0,72	6	9	2,31	5	< 0,5
1,24	1	<0,15	3,95	10	10
2,15	5	4			
3,58	5	4			

где должен быть пик от уровня 1,74 MeV B^{10}, наблюдается только слабый рассеянный фон, не изменяющийся в широком интервале энергии. Соотношение интенсивностей приведено в табл. 7.

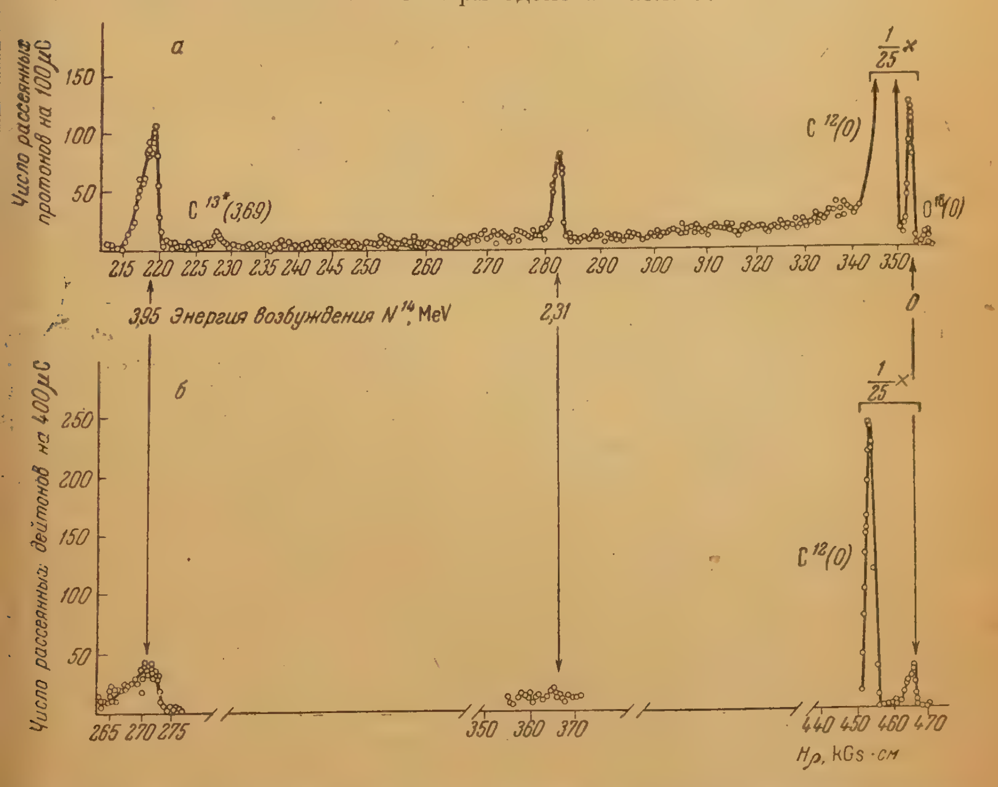


Рис. 13. То же, что на рис. 12, но для рассеяния от N^{14}. При рассеянии протонов возникают возбужденные состояния с энергией 2,31 и 3,95 MeV N^{14}; при рассеянии протонов состояние 2,31 MeV N^{14} не возникает, так как оно запрещено правилом сохранения изобарного спина

Правила отбора допускают реакцию B^{10}(d, d') только для состояний с $T = 0$. Для того чтобы из данных табл. 7 получить верхний предел для $\alpha^2(0)$, нужно знать, насколько ослаблена группа, соответствующая

уровню 1,74 MeV B^{10}, по сравнению с тем, какой она была бы при отсутствии изобарного запрета. Но этого узнать пока невозможно, так как не существует достаточно разработанной теории, которая позволяла бы вычислять относительную интенсивность отдельных линий по углу вылета рассеянной частицы, энергии, спину и четности образующегося состояния.

Поэтому остается приближенный путь: констатировать, что относительные интенсивности групп частиц в реакциях (p, p′) и (d, d′) изменяются «параллельно», нигде не отличаясь более чем в 1,5 раза, и принять, что гипотетическая группа дейтонов, могущих возбудить уровень 1,74 MeV B^{10}, должна была бы иметь интенсивность $1 \pm 0,5$.

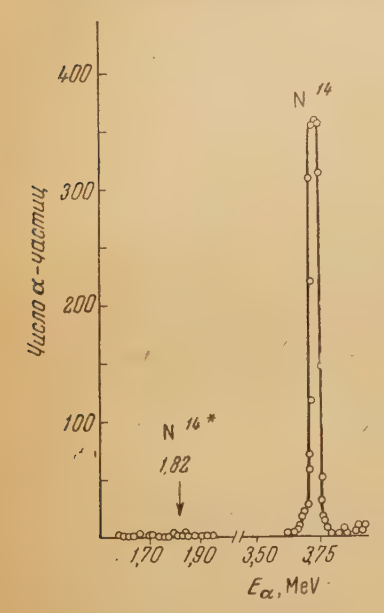


Рис. 14. Спектр α-частиц, возникающих в результате реакции $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$. Не наблюдается группы α-частиц, связанной с состоянием 2,31 MeV N^{14}; она должна иметь энергию 1,82 MeV

При этом получается: $\alpha^2(0) < \frac{0,15}{0,5} = 0,3$, и, следовательно, $\alpha(0) < 0,55$.

Аналогичные результаты были получены группой Бюхнера и для реакций N^{14}(p, p′) и N^{14}(d, d′) (рис. 13). Относительные интенсивности частиц приведены в табл. 7. Рассуждая так же, как в случае B^{10}, можно найти, что $\alpha^2(0) < \frac{0,5}{2,5}$ и, следовательно, $\alpha(0) < 0,45$.

Этот экспериментальный верхний предел пока еще очень высок *.

Как уже было указано выше, из теоретических оценок, сделанных Радикати [62], следует, что кулоновские силы могут создать только очень малые примеси; неизвестно, какую величину $\alpha_1(0)$ может создать неточная независимость ядерных сил от заряда. Пока можно только утверждать, что эта $\alpha_1(0) < 0,45$.

На рис. 14 изображены результаты исследования [58] спектра α-частиц в реакции $O^{16}(d, \alpha)N^{14}$. В то время как группа α-частиц, покинувшая N^{14} в основном состоянии, видна очень хорошо, группы, связанной с состоянием 2,31 MeV N^{14}, не видно; она должна была бы иметь энергию 1,82 MeV (или немного меньше из-за торможения в мишени) и располагаться в месте, указанном на рисунке стрелкой. Авторы [58] указывают, что группу, в 50 раз более слабую, чем основная, они бы заметили.

В литературе имеются, помимо приведенных, оценки неоднозначности изобарного спина у некоторых состояний Be^{10}, B^{10}, C^{12} и O^{16} [48, 64—66]; однако в большинстве случаев экспериментальные данные недостаточно полны для того, чтобы эти оценки были вполне убедительными.

8. Изобарный спин и γ-излучение

Правило отбора для γ-излучения — $\Delta T = 0, \pm 1$ — настолько свободно, что практически ничего не запрещает: ни в одном из ядер пока не известны уровни, изобарные спины которых отличались бы больше чем на единицу от изобарного спина основного состояния.

Более сильным является правило, относящееся к ядрам с равными

* Авторы [63] считают, что указанные значения верхнего предела можно несколько снизить: $\alpha^2(0) < 0,04$ для 1,74 MeV B^{10} и $\alpha^2(0) < 0,1$ для 2,31 MeV N^{14}.

ислами протонов и нейтронов ($T_z = 0$). Здесь для электрического диполь-ого излучения (тип $E1$)* возможны только переходы с $\Delta T = \pm 1$.

При $\Delta T = 0$ вероятность снижается приблизительно в $(\lambda/R)^4$ раз, где — длина волны γ-лучей, а R — радиус ядра [67]. При $A = 20$ и $h\nu = 1$ MeV это составляет приблизительно снижение в $300^4 = 8 \cdot 10^7$ раз.

Несколько примеров такого запрета обнаружено экспериментально. Он выражается в уменьшении интенсивности соответствующих γ-линий. Как правило, γ-линии совсем не исчезают. Не известно, остающаяся интенсивность связана с неполным запрещением переходов типа $E1$ или с неоднозначностью изобарного спина в рассматриваемых состояниях.

N^{14}

Состояние 8,06 MeV N^{14} (рис. 15) принадлежит, повидимому, к типу —1. Оно получается при радиационном захвате $C^{13}(p, \gamma) N^{14}$ при энергии протонов 554 keV [68]. Большая ширина протонного резонанса — 32 keV [69] и изотропность γ-излучения [70] указывают на захват протона с $l = 0$ и, следовательно, на то, что состояние 8,06 MeV N^{14} типа —0 или —1 $\left(\text{основное состояние } C^{13} \text{ типа } -\frac{1}{2}\right)$. Так как наблюдается, хотя и слабый, γ-переход на уровень 2,31 MeV N^{14}, принадлежащий к типу +0, то —0 для уровня 8,06 MeV N^{14} исключается и остается—1.

Это состояние N^{14}, повидимому, подобно возбужденному состоянию 6,093 MeV C^{14}. Оно должно было бы лежать на высоте $2,31 + 6,093 = 8,40$ MeV, но в ядре с бо́льшим Z подобные состояния имеют, как правило, немного уменьшенную энергию; других состояний в интервале 8,14 ÷ 7,69 MeV у N^{14} нет. Если состояния 8,06 MeV N^{14} и 6,093 MeV C^{14} подобны, то первое из них должно иметь $T = 1$, так как второе бесспорно имеет $T = 1$ ($T_z = 1$ и получается по реакции $C^{13}(d, p) C^{14}$).

Рис. 15. γ-Переходы при разрядке возбужденного состояния 8,06 MeV N^{14}

Уровень 8,06 MeV N^{14} разряжается γ-излучением, причем появляются γ-линии $h\nu_1 = 8,03 \pm 0,08$ MeV, $h\nu_2 = 5,81 \pm 0,25$ MeV, $h\nu_3 = 4,1$ MeV, $h\nu_4 = 2,3 \pm 0,4$ MeV и $h\nu_5 = 1,6$ MeV [68, 71, 72], которые возникают при прямом и каскадных переходах на основной уровень (см. рис. 15).

Переходы 8,06 MeV $N^{14} \to 0$ MeV N^{14}, 8,06 MeV $N^{14} \to 2,31$ MeV N^{14} и 8,06 MeV $N^{14} \to 3,9$ MeV N^{14}—типа $E1$, но первый и третий происходят между уровнями с $T = 1$ и $T = 0$ и не запрещены, а второй — между двумя уровнями с $T = 1$. Изобарными правилами отбора этот переход запрещен.

В действительности он оказывается настолько слабым, что в последней работе [72] совсем не отмечен, хотя γ-линии $h\nu = 8,03$ MeV и 4,1 MeV наблюдались хорошо.

Отметим, что в ядре C^{14} существует переход между двумя состояниями 6,093 MeV C^{14} и основным C^{14}, которые подобны 8,06 MeV N^{14} и 2,31 MeV N^{14}. Здесь переход происходит также между состояниями с $T = 1$ и является электрическим дипольным, однако, так как ядро C^{14} имеет неодинаковое число протонов и нейтронов, γ-излучение, запрещенное в

* Напомним, что к типу $E1$ — электрическим дипольным переходам — относятся такие переходы, в которых полный момент изменяется на 0 или 1 и четность состояния изменяется; переходы $0 \to 0$ при этом исключаются.

ядре N^{14}, не запрещено в ядре C^{14}. Томас и Лауритсен [73] и Баггет и Бэйм [74] его наблюдали. Томас и Лауритсен наблюдали также позитроны внутренней конверсии для этого перехода и нашли, что количество их хорошо согласуется с предположением, что переход — типа $E1$ хотя $E2$ и $M1$ не могут быть полностью исключены.

O^{16}

Энергия и квантовые характеристики основного и четырех нижних возбужденных состояний O^{16} указаны на рис. 16. Они заимствованы из обзора Айзенберга и Лауритсена [52]. Для всех указанных состояний $T = 0$; первый уровень с $T = 1$ лежит у O^{16} на высоте 12,51 MeV [48] (он подобен основному состоянию N^{16}).

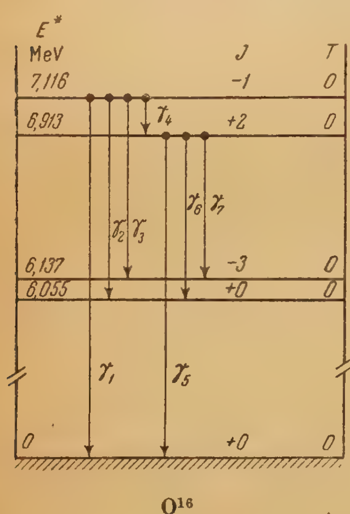


Рис. 16. γ-Переходы между нижними возбужденными состояниями O^{16}

Все возбужденные состояния могут высвечиваться только γ-излучением или конверсией.

Рассмотрим самое верхнее из указанных на рис. 16 состояние O^{16}, имеющее энергию возбуждения 7,116 MeV; это — хорошо известное состояние, получающееся по реакции $F^{19}(p, \alpha)O^{16}$ [75] и при β^--распаде $N^{16} \to O^{16}$ [76, 77].

Оно может служить источником четырех γ-линий:

$$\gamma_1:\quad h\nu_1 = 7{,}116\ \text{MeV} \quad -1 \to +0 \quad E1,$$

$$\gamma_2:\quad h\nu_2 = 1{,}061\ \text{MeV} \quad -1 \to +0 \quad E1,$$

$$\gamma_3:\quad h\nu_3 = 0{,}979\ \text{MeV} \quad -1 \to -3 \quad E2,$$

$$\gamma_4:\quad h\nu_4 = 0{,}203\ \text{MeV} \quad -1 \to +2 \quad E1.$$

Первая линия хорошо известна [78], последняя имеет малую энергию и должна быть относительно мало интенсивной.

Предположим, что каким-нибудь способом возбуждено состояние 7,116 MeV O^{16}. Если изобарное правило отбора было бы совершенно строгим, три линии γ_1, γ_2 и γ_4 были бы совершенно запрещены и вся разрядка шла бы через каскад, начинающийся с γ_3. Измерение соотношения интенсивностей γ_1/γ_3, γ_2/γ_3 или γ_4/γ_3 может показать, насколько строго действует изобарный запрет.

Вилкинсон и Джонс [79] возбуждали уровень 7,116 MeV O^{16} резонансным образом по реакции F^{19} (p, α) 7,116 MeV O^{16} и при помощи люминесцентного кристалла NaJ(Tl) изучали спектр возникающих при этом γ-лучей. Оказалось, что запрещенная линия γ_1 хорошо видна; более того авторы не смогли найти незапрещенную линию γ_3 и, исходя из чувствительности метода, заключили, что $\gamma_1/\gamma_3 > 120$.

Если сделать оценку относительных вероятностей линий γ_3 и γ_1 по модели одиночных частиц, по формулам Вайскопфа, то получается:

$$\gamma_1/\gamma_3 = 2{,}4 \cdot 10^7.$$

Отсюда следует, что изобарный запрет линии γ_1 не смог ослабить ее интенсивности более чем в $\frac{2{,}4\cdot 10^7}{120} = 2\cdot 10^5$ раз.

Если приписать остающуюся интенсивность линии γ_1 примеси состояния с $T = 1$, для которого запрета нет, то величина α(1), достаточная для объяснения, равна $(2\cdot 10^5)^{-1/2} \sim 0{,}2\ \%$. Однако следует помнить, что изобарное правило отбора не совсем запрещает переходы $E1$.

Рассмотрим теперь состояние 6,913 MeV O^{16}. При разрядке его могут озникнуть линии:

$$\gamma_5: \quad h\nu_5 = 6{,}913 \text{ MeV} \quad +2 \to +0 \quad E2,$$

$$\gamma_6: \quad h\nu_6 = 0{,}858 \text{ MeV} \quad +2 \to +0 \quad E2,$$

$$\gamma_7: \quad h\nu_7 = 0{,}776 \text{ MeV} \quad +2 \to -3 \quad E1.$$

Изобарное правило отбора запрещает только линию γ_7. Опыты Вилинсона и Джонса [79] показали, что $\gamma_5 / \gamma_7 > 200$.

При отсутствии изобарного запрета линия γ_5 должна быть в шесть аз менее интенсивной, чем γ_7. Таким образом, изобарный запрет понижает интенсивность линии $\gamma_7(E1)$ более чем в 1200 раз. Одновременно го означает, что примесь состояний с $T = 1$, для которых запрета не ыло бы, у обоих состояний O^{16} не превышает по амплитуде $1200^{-1/2} \sim 3\%$.

9. Изобарный спин и возбуждение ядер γ-лучами

Процессы γ-излучения и возбуждения ядер γ-лучами внутренне связаны между собой.

Если запрещено γ-излучение, то запрещено и соответствующее возуждение. Изобарные правила отбора, не сказывающиеся на γ-излучении егких ядер, кроме ядер типа M_Z^{2Z}, естественно, не сказываются и на отовозбуждении ядер всех типов, кроме M_Z^{2Z}. Поэтому в этом параграфе ы будем рассматривать только ядра типа M_Z^{2Z}, для которых можно жидать существования «изобарных» аномалий.

Основные состояния легких ($A \leqslant 20$) ядер типа M_Z^{2Z} имеют $T = 0$.

Облучая ядра такого типа γ-лучами с энергией $h\nu$, можно возбудить е состояния, которые имеют энергию возбуждения меньше $h\nu$. Если облучение производится непрерывным спектром, то возбуждение создает зкая спектральная полоса, ширина которой соответствует парциальной ирине излучения γ-квантов этой же энергии после возбуждения.

Электрическое дипольное излучение — самое «быстрое», время излучеия у него наименьшее, радиационная ширина наибольшая. Поэтому и ероятности возбуждения непрерывным спектром γ-лучей наибольшие в ом случае, когда возможны переходы типа $E1$. Однако, если в ядре ипа M_Z^{2Z} среди уровней с $T = 0$ и энергией возбуждения $E < h\nu$ есть акое или такие состояния, для которых переход на основное состояние ринадлежит к типу $E1$, то такие состояния все же не могут быть инэнсивно возбуждаемы из-за изобарного запрета (вероятность возбуждеия снижается приблизительно в отношении вероятностей излучения $E1/M2$).

Таким образом, если энергия $h\nu$ недостаточна для возбуждения перого уровня с $T = 1$, то возбуждение ядра будет происходить в соответвии с вероятностями переходов типа $E2$, $M1$, $M2$ и т. д. (в зависиости от того, какие квантовые характеристики имеют уровни с $E^* \leqslant h\nu$).

Если увеличивать границу непрерывного спектра γ-лучей, то наступит омент, когда будет достигнут первый уровень с $T = 1$. Если спин и етность его таковы, что переход на основное состояние — типа $E1$, то осле этого должно наблюдаться резкое возрастание вероятности возбужения (в соответствии с формой непрерывного γ-спектра вблизи его граицы).

Если спин и четность первого состояния с $T = 1$ таковы, что возбужение типа $E1$ невозможно, возбуждение будет происходить менее интенивно в соответствии с типом перехода. Так будет продолжаться до тех ор, пока, наконец, не будет достигнут уровень с $T = 1$, допускаций переход типа $E1$ с нижнего уровня; при этом интенсивность возуждения начнет резко возрастать.

В качестве примера рассмотрим ядро N^{11}. У него основное состояние типа $T=0$, $J=+1$, искомое состояние, которое может быть возбуждено электрическим дипольным поглощением, должно быть типа $T=1$, $J=-0$ —1 или —2.

Многочисленные состояния N^{14} с $T=0$ и известное состояние 2,31 MeV N^{14} с $T=1$, $J=+0$ этим требованиям не удовлетворяют. По-видимому, первым удовлетворяющим этим требованиям состоянием N^{14} является 8,06 MeV N^{14}, принадлежащее к типу $T=1$, $J=-1$. Интенсивное возбуждение N^{14} должно начинаться с $h\nu > 8{,}06$ MeV.

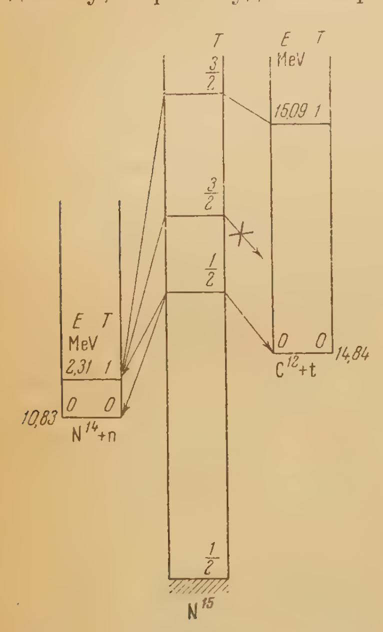


Рис. 17. Реакции N^{15} (γ, n) и N^{15} (γ, t), проходящие через возбужденные состояния N^{15*} с $T=\frac{1}{2}$ и $T=\frac{3}{2}$. Расположение уровней N^{15*} условное

Следует отметить, что в ядрах типа C^{12}, O^{16}, N^{20} первый уровень $T=1$ лежит выше 10 MeV (см. табл. 6), а в ядрах типа Li^6, Be^{10}, N^{14}, F^{18} он лежит гораздо ниже. Поэтому возбуждение последних жесткими γ-лучами (например с энергией $h\nu=17{,}6$ MeV) должно быть более интенсивным.

Реакции (γ, n) и (γ, t)

Пизли и Телегди [80] обратили внимание на то, что сопоставление реакций (γ, n) и (γ, t) может привести к определению изобарного спина ряда состояний.

Рассмотрим для примера рис. 17. Ядро N^{15} в основном состоянии имеет $T=\frac{1}{2}$ (стр. 538).

Среди многочисленных возбужденных состояний N^{15} одни имеют $T=\frac{1}{2}$, другие — $T=\frac{3}{2}$; и те и другие могут быть возбуждены γ-лучами. При резонансном возбуждении первых могут происходить процессы разрядки $N^{15*} \to N^{14}+n$ и $N^{15*} \to C^{12}+t$, при которых N^{14} и C^{12} оказываются в основном или одном из возбужденных состояний с $T=0$ или $T=1$. При резонансном возбуждении уровней N^{15*} с $T=\frac{3}{2}$ указанные процессы разрядки могут происходить только в том случае, если остающееся ядро оказывается в состоянии с $T=1$. Но у N^{14} такое состояние лежит низко (2,31 MeV), а у C^{12} — очень высоко (15,09 MeV).

Таким образом, если при энергиях возбуждения меньше 30 MeV идут реакции и (γ, n) и (γ, t), то уровень имеет $T=\frac{1}{2}$; если идет реакция (γ, n), но не идет (γ, t) — уровень имеет $T=\frac{3}{2}$.

Аналогичный анализ уровней может быть произведен у ядер типа M^{4n+1}_{2n+1}: Li^7, B^{11}, F^{19}.

10. Изобарный спин и фоторасщепления типа (γ, α) и (γ, d)

Реакция (γ, α) на α-частичных ядрах C^{12}, O^{16}, Ne^{20} и т. д.

Когда ядра типа C^{12}, O^{16}, Ne^{20} облучаются непрерывным спектром жестких γ-лучей, возникают различные возбужденные состояния этих ядер; многие из них способны, разряжаясь, выбрасывать α-частицу. Следует различать:

а) «разрешенную» дипольную реакцию (γ, α), когда исходное ядро глощает электромагнитную волну как электрический диполь (возбужние $E1$) и затем выбрасывает α-частицу без нарушения изобарных прал отбора;

б) запрещенную дипольную реакцию (γ, α), когда в исходном ядре оисходит электрическое дипольное возбуждение, но образовавшееся стояние не может выбросить α-частицу без нарушения изобарного прала отбора;

в) прочие случаи, в которых ядро поглощает волну более высокой льтипольности, чем $E1$ (например, $E2$, $M1$, $M2$ и т. д.).

Реакция (γ, α) протекает особенно интенсивно, если энергия γ-лучей статочна для того, чтобы производить разрешенные дипольные расщепния типа а); она все же наблюдается и тогда, когда расщепление па а) исключено, но остаются б) и в).

Ввиду того что рассматриваемые ядра имеют $T_z = 0$, к ним применимо ециальное правило отбора табл. 5: $\Delta T = \pm 1$ для $E1$, $\Delta T = 0, \pm 1$ я других мультиполей.

Так как основное состояние этих ядер имеет $T = 0$, $J = +0$, то, следотельно, дипольное возбуждение возможно только для состояний с $T = 1$, $= -1$. Однако для того, чтобы происходила разрешенная дипольная акция, недостаточно, чтобы было достижимо состояние $T = 1$, $J = -1$; обходимо также, чтобы это состояние могло распасться на α-частицу и аточное ядро в состоянии с $T = 1$, так как только такой распад разпен изобарными правилами отбора.

Если возбуждено такое состояние с $T = 1$, $J = -1$, что после вылета астицы ядро отдачи может остаться только в состояниях, среди котох нет ни одного с $T = 1$, то распад происходит только за счет наруния изобарных правил отбора.

Рассмотрим для примера реакцию $C^{12}(\gamma, \alpha)Be^8$. В последние годы она однократно изучалась [81—89] при помощи толстослойных фотографиских эмульсий, в которых при достаточной жесткости γ-лучей хорошо дны следы трех α-частиц, возникающих при реакции (γ, α) и дальнейм расщеплении Be^8.

Энергетический порог реакции для основного состояния Be^8: $= 7{,}4$ MeV.

Поперечное сечение реакции до $h\nu = 15$ MeV ма́ло ($\sigma <$ 30 μb*); оно еет первый максимум при 18 MeV ($h\nu \approx 130\ \mu$b) и второй максимум при $\approx 27 \div 31$ MeV ($\sigma \sim 200\ \mu$b), после чего сечение реакции быстро убыэт [87, 88] (рис. 18).

Начальный участок кривой и первый максимум связаны с возбуждеем многочисленных уровней C^{12}, лежащих в интервале $7{,}4 \div 20$ MeV іс. 19). Среди них большинство имеет $T = 0$ и возбуждается перехоми типа $E2$, $M1$ или $M2$, не запрещенными изобарными правилами бора; эти состояния распадаются на α-частицу и основное или первое збужденное (3,0 MeV) состояния Be^8 (оба имеют $T = 0$). Распределение астиц по энергиям показывает, что в первом максимуме расщепления иводят [82] главным образом к состоянию 3,0 MeV Be^8.

Существование первого уровня C^{12} с $T = 1$ при энергии возбуждения ,09 MeV не сказывается на поперечном сечении реакции, так как это стояние не может распадаться разрешенным образом на $\alpha + Be^8$; кроме го, этот уровень C^{12}, вероятно, типа $+1$ и поэтому не возбуждается польно. Это же относится к следующему уровню $T = 1$ у C^{12}, имеюму энергию 16,1 MeV и тип $+2$. Однако дальше, при возбуждении $\div 25$ MeV, состояния с $T = 1$ должны встречаться часто и, конечно, кое-нибудь из них принадлежит к типу -1, при котором возможно польное возбуждение. Однако, как уже указано выше, распад на $\alpha + Be^8$

* Здесь и дальше «b» обозначает «барн»— единицу поперечного сечения.

($T = 0$) для всех этих состояний может происходить только за счет не однозначности изобарного спина.

Положение должно радикально измениться при энергии $h\nu > 24{,}4$ MeV когда станет возможным дипольное возбуждение таких уровней C^{12} $T = 1$, которые после выбрасывания α-частицы оставят Be^8 в его первом состоянии с $T = 1$ (энергия воз буждения 17,0 MeV). Этот «раз решенный» процесс, вероятно, обусловливает быстрый рост се чения после 24,4 MeV, заметны на рис. 18.

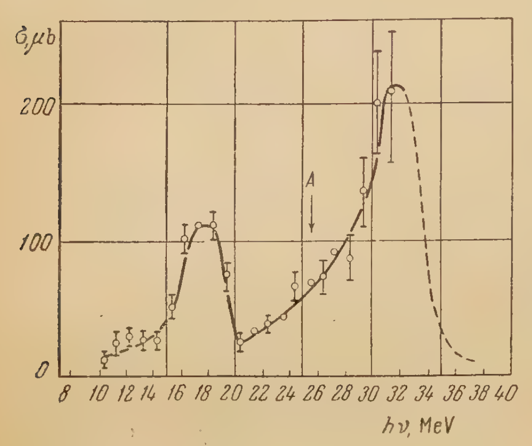


Рис. 18. Зависимость сечения реакции $C^{12}(\gamma, \alpha) Be^8$ от энергии γ-лучей

Вилкинс и Говард [87] до казали, что большинство рас щеплений при $h\nu > 26$ MeV дей ствительно приводят к появле нию возбужденного состояни ($16{,}9 \pm 0{,}3$) MeV Be^8. Гелл-Ман й Телегди [67] и Вилкинсон [48] указывают, что такие расщеп ления составляют 95% всех на блюденных случаев.

Следует отметить, что пра вило сложения изобарных спи нов запрещает распад состоя ния 16,9 MeV Be^8 ($T = 1$) на две α-частицы ($T = 0$). Этот процесс во же происходит; повидимому, он идет за счет неоднозначности изо

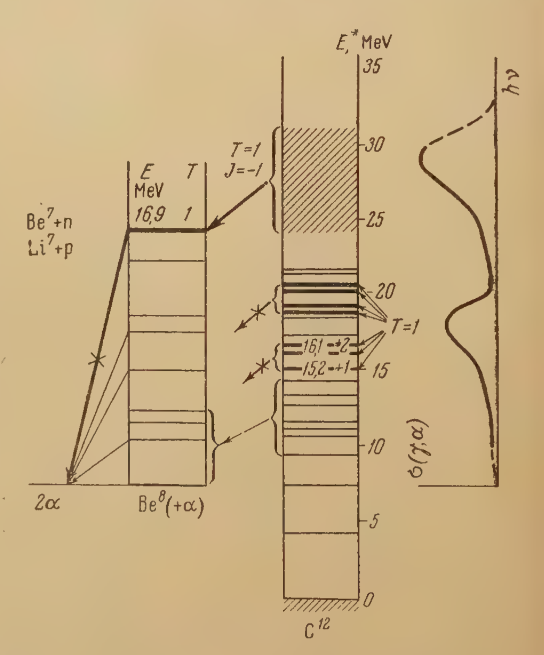


Рис. 19. Схема реакции $C^{12}(\gamma, \alpha) Be^8 \rightarrow 3\alpha$. Тонкими линиями отмечены состояния с $T = 0$, жирными — с $T = 1$. Состояния с $T = 0$ возбуждаются с мультипольностью выше $E1$, но могут давать $\alpha + Be^8$. Состояния с $T = 1$ в районе $15 \div 20$ MeV могут возбуждаться поглощением типа $E1$, но не могут распадаться на $\alpha + Be^8$. Только состояния C^{12} с $T = 1$, $J = -1$ и $E^* > 24{,}4$ MeV (заштрихованная полоса) могут возбуждаться $E1$ и распадаться на $\alpha + Be^8$ ($T = 1$)

барного спина этого состояния. Разрядка этого состояния путем вы брасывания n или p энергетически невозможна. Поэтому конкурирова должны только γ-излучение и «запрещенный» α-распад; ширина уров должна быть аномально малой.

Таким образом реакция

$$C^{12} + \gamma \rightarrow C^{12*} \rightarrow \alpha + Be^{8*} \rightarrow 3\alpha$$

не может быть разрешенной по изобарным правилам на всех этапа

очно так же не может быть разрешенной для дипольного поглощения прямая реакция:

$$C^{12} + \gamma \rightarrow C^{12*} \rightarrow 3\alpha.$$

Вернемся к первому максимуму в сечении реакции $C^{12}(\gamma, \alpha)$, расположенному в области возбуждений 15—19 MeV. Неизвестно, связана ли при этом реакция с α-распадом, запрещенным изобарными правилами отбора, или с возбуждением высокой мультипольности каких-то уровней C^{12}. Однако совпадение указанного максимума с положением первых состояний C^{12} с $T = 1$ наводит на мысль, что возможность дипольного возбуждения приводит к относительно частому возникновению этих состояний, и α-распад их, хотя и запрещенный, может успешно конкурировать с α-распадом состояний C^{12}, возбужденных поглощением типов $E2$, $M1$ и т. д. При увеличении энергии возбуждения состояния C^{12} с $T = 1$ должны встречаться все чаще, но процессы выбрасывания нейтронов и протонов должны все успешнее конкурировать с испусканием α-частиц.

Реакция $O^{16}(\gamma, \alpha)$ во многом похожа на рассмотренную. Порог этой реакции 7,1 MeV, но вероятность реакции при энергии γ-квантов до 10 MeV мала́. Не изменяется она и тогда, когда может быть возбуждено первое состояние O^{16} с $T = 1$, лежащее при 12,5—13,0 MeV, аналогичное основному состоянию N^{16}.

Разрешенная (γ, α)-реакция, возбужденная электрическим дипольным поглощением, возможна только для состояния O^{16} $(T = 1)$, которое может распадаться на α-частицу и C^{12*} в наиболее низком состоянии типа $T = 1$ — состоянии 15,09 MeV C^{12}. Таким образом, энергетический порог разрешенной реакции $O^{16}(\gamma, \alpha)$ равен $7{,}1 + 15{,}2 = 22{,}3$ MeV. Но образующееся при этом состояние 15,2 MeV C^{12} распадается на $\alpha + Be^{8}$ только за счет нарушения изобарного правила отбора.

В более тяжелых α-частичных ядрах — Ne^{20}, Mg^{24}, Si^{28}, S^{32} — можно предвидеть образование при облучении достаточно жесткими γ-лучами своеобразных каскадов из α-частиц, приводящих к появлению в фотографических эмульсиях α-звезд.

При этом за дипольным поглощением γ-кванта следует каскад разрешенных α-распадов, заканчивающихся запрещенным распадом 16,9 MeV $Be^{8} \rightarrow 2\alpha$.

Реакция (γ, α) в «дейтонных» ядрах — Li^{6}, B^{10}, N^{14}

В ядрах типа Li^{6}, B^{10}, N^{14} электрическое дипольное возбуждение может происходить при небольших энергиях γ-лучей, так как система уровней с $T = 1$ начинается в этих ядрах при меньших возбуждениях. Но осуществление разрешенной реакции (γ, α) опять связано с необходимостью получения после вылета α-частицы ядра-продукта в состоянии, имеющем $T = 1$. Это приводит к большим значениям энергии порога разрешенных реакций ($\sim 8{,}0$ MeV для B^{10}, 23,3 MeV для N^{14}). В столь сильно возбужденном состоянии эти ядра могут выбрасывать протоны, а N^{14} — также нейтроны и дейтоны; эти конкурирующие процессы, конечно, уменьшают вероятность реакций (γ, α).

Любопытным оказывается случай с Li^{6}. В этом ядре реакция (γ, α) имеет вид $Li^{6}(\gamma, \alpha)d$. Для того чтобы возбужденное состояние Li^{6} могло распадаться на $\alpha + d$, оно обязательно должно иметь $T = 0$ (у α и d неизвестны возбужденные состояния с $T = 1$). Но такое состояние нельзя возбудить электрическим дипольным излучением из-за изобарного запрета. Таким образом, реакция $Li^{6}(\gamma, \alpha)d$ должна идти целиком либо за счет возбуждения типа $E2$, $M1$ и т. д., либо за счет неполного запрещения $E1$, либо, наконец, за счет неоднозначности изобарного спина. В действительности, реакция $Li^{6}(\gamma, \alpha)d$ наблюдается, но с аномально малым сечением: $\sigma \lesssim (8 \pm 2)\ \mu b$ при $h\nu = 2{,}76$ MeV,

$\sigma \leqslant (6 \pm 3)$ μb при $h\nu$ 6,3 MeV и $\sigma \leqslant (5 \pm 3)$ μb при $h\nu = 17{,}6$ MeV [90]. Напомним, что, например, сечение реакции Li^7 (γ, α) t равно 26 ± 1 μb при $h\nu = 6{,}1$ MeV и 120 ± 60 μb при $h\nu = 17{,}6$ MeV [91]. Таким образом действие изобарного запрета проявляется здесь весьма наглядно.

Реакция (γ, d)

Условия, необходимые для осуществления разрешенных дипольных расщеплений (γ, d), такие же, как для расщеплений (γ, α), только пороги реакций иные.

Для B^{10}, N^{14}, C^{12} и O^{16} пороги лежат вблизи 22÷27 MeV. Экспериментальных данных практически нет.

Реакция He^4 (γ, d) d — расщепление α-частицы на два дейтона — не может возникнуть при электрическом дипольном поглощении, так как при нем, согласно правилам отбора, возникают только состояния с $T = 1$.

11. Различные вопросы, связанные с изобарными спинами

Существование бинейтронов

Вопрос о существовании бинейтронов давно привлекает внимание физиков. Несмотря на тщательные поиски, эти частицы не удалось обнаружить ни в ядерных реакциях при малых энергиях, ни в процессе деления тяжелых ядер.

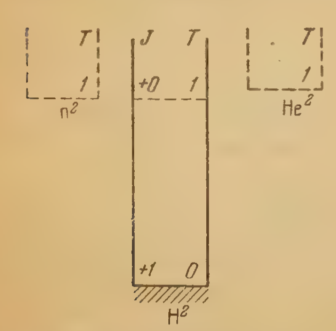


Рис. 20. К вопросу о существовании бинейтронов и бипротонов

А. Жданов, П. Лукирский и З. Соколова [92] обнаружили, что два нейтрона вылетают из Be^9 при захвате отрицательного мезона как бы вместе. Пановский, Аамодт и Хадлей [46], изучая спектр γ-лучей, возникающих в реакции $\pi^- + d = n + n + \gamma$ также нашли, что два нейтрона часто вылетают как бы вместе. Эти факты не означают, конечно, что существует бинейтрон: корреляция направлений вылета нейтронов должна быть и в том случае, если между ними действуют силы, не приводящие к образованию связанного состояния.

Вопрос о существовании бинейтрона и остается, таким образом, открытым. Представления об изобарном спине позволяют подойти к нему с новой стороны. Рассмотрим рис. 20.

Основные состояния бинейтрона и бипротона должны иметь $T_z = \pm 1$ и поэтому имеют $T \geqslant 1$; согласно принципу Паули, они должны иметь спин, равный 0. Поэтому они никак не могут быть подобными основному состоянию дейтона, принадлежащему к типу $J = +1$, $T = 0$. Они должны быть подобны синглетному состоянию дейтона, принадлежащему к типу $J = +0$, $T = 1$, и должны образовывать с ним изобарный триплет. Однако синглетное состояние дейтона является не только неустойчивым, но вообще не существующим, только виртуальным. Этот последний термин применяется здесь только в качестве характеристики сил, действующих между нейтроном и протоном: картина рассеяния n — p и другие свойства этой системы хорошо описываются при введении определенных параметров, которые приписываются виртуальному уровню.

Для дальнейших рассуждений достаточно, однако, неустойчивости этого состояния дейтона. При условии равенства сил n — n и n — p и равенства масс n и p свойства бинейтрона и синглетного состояния дейтона должны быть одинаковы. Следовательно, при строгой независимости ядерных сил от заряда бинейтрон должен быть неустойчив.

Электростатической энергии здесь нет, а разность масс n и p только повысила бы неустойчивость бинейтрона.

Эти рассуждения почти в равной степени относятся и к бипротону. Но неустойчивость бипротона вытекает, согласно Л. Ландау и Я. Смородинскому, непосредственно из экспериментальных данных по рассеянию протонов на протонах.

«Изобарная изомерия»

Существование избарных правил отбора для γ-излучения может привести к своеобразной изобарной изомерии: из-за наличия запрета время жизни возбужденного состояния станет большим, хотя абсолютные значения коэффициентов конверсии (α_K, α_L и т. д.) и относительные коэффициенты (K/L или L/M), связанные с изменением четности и обычного спина, не будут свидетельствовать о высоком запрещении перехода. Такая изомерия может возникнуть а) у любых ядер, если низко расположенный возбужденный уровень и основное состояние имеют сильно отличающиеся значения T, и б) у ядер с $T_z = 0$, если низко расположенный возбужденный уровень имеет, так же как и основной, $T = 0$.

В качестве примера трудностей, которые возникнут при открытии «изобарной изомерии», рассмотрим изомерное состояние Cl^{34}. Судя по энергии перехода ($h\nu = 0{,}139$ MeV) и периоду полураспада ($T = 33{,}2$ мин), в обычной изомерии — это переход типа $M3$. Однако, имея в виду возможное существование изобарной изомерии, мы не можем сделать однозначного вывода о типе перехода, исходя только из приведенных данных: это может быть обычный изомерный переход типа $M3$ между состояниями с близкими T, но может быть также изобарный изомерный переход типа $E1$ между двумя состояниями с $T = 0$. Только измерение коэффициентов конверсии может однозначно указать тип перехода. В Cl^{34} это действительно переход типа $M3$.

О реакции (d, pn)

Реакция (d, pn) может конкурировать с реакцией (d, d′), оставляя после себя ядро мишени как в основном, так и в возбужденных состояниях.

Наблюдения реакции (d, pn) затруднены тем, что получающиеся при реакции частицы имеют непрерывные спектры; наблюдения же, связанные с различием порогов для возбуждения какого-либо уровня, не могут быть сделаны убедительными, так как порог реакции A (d, d′) A* лежит значительно ниже порога реакции A (d, pn) A*, и, когда последняя только становится возможной, первая уже имеет большую интенсивность. По существу в настоящее время нет сведений о том, как конкурируют между собой реакции (d, d′) и (d, pn).

Для изучения этого вопроса можно использовать запреты, налагаемые правилами отбора по изобарному спину.

Реакции B^{10}(d, d′) 1,74 MeV B^{10} и N^{14}(d, d′) 2,31 MeV N^{14}, как известно, запрещены, но соответствующие реакции (d, pn) отнюдь не запрещены.

Рассмотрим следующий опыт. Мишень из N^{14} бомбардируется дейтонами с постепенно возрастающей энергией. Вблизи от мишени расположен γ-спектрометр, настроенный на регистрацию γ-линий в интервале $1 \div 4$ MeV.

Пока энергия дейтонов не достигает величины 2,64 MeV, уровень 2,31 MeV N^{14} не может быть возбужден; следовательно, γ-линия $h\nu = 2{,}31$ MeV появиться не может, — могут наблюдаться только γ-лучи от конкурирующих реакций (d, p), (d, n), (d, α).

В интервале энергии дейтонов 2,64 ÷ 4,51 MeV γ-линия $h\nu = 2{,}31$ MeV появиться не может из-за запрета реакции (d, d′). Она появится при $E_d = 4{,}51$ MeV, когда будет возбужден уровень 3,95 MeV N^{14}. Вплоть до энергии $E_\alpha = 5{,}49$ MeV, когда будет возбуждаться следующий уровень — 4,80 MeV N^{14}, линии $h\nu = 1{,}6$, 2,31 и 3,95 MeV должны находиться в постоянном соотношении интенсивностей, так как все они появляются при разрядке одного состояния 3,95 MeV N^{14}, возбужденного при рассеянии (d, d′).

Если существует реакция (d, pn), то, начиная с энергии 5,19 MeV, по этой реакции будет возбуждаться уровень 2,31 MeV N^{14} и интенсивность линии $h\nu = 2{,}31$ MeV по сравнению с $h\nu = 1{,}6$ и 3,95 MeV должна возрасти. Таким образом, наблюдения за соотношением интенсивности γ-линий должны указать на вероятность процессов (d, pn) К сожалению, этот опыт труден из-за узости интервала энергии, удобного для исследования, и из-за возможного фона от конкурирующих реакций; для того чтобы этот фон не смешивал всю картину, спектрометр должен обладать хорошей разрешающей способностью.

Возможно, что такой опыт еще проще сделать с мишенью из Li^6: уровень 3,58 MeV Li^6 не может возбуждаться по реакции (d, d′), но может по реакции (d, pn).

Однако об уровнях Li^6 выше 3,58 keV сведений нет, и поэтому трудно предвидеть, как будет возбуждаться γ-линия с $h\nu = 3{,}58$ MeV.

12. Изобарные спины мезонов и легких частиц

Успехи представлений об изобарных спинах нуклонов и ядер вызвали ряд попыток обобщения этих представлений на другие частицы.

Рассмотрение изобарных спинов мезонов и легких частиц не входит в задачи этого доклада, поэтому мы ограничимся только общей характеристикой состояния вопроса.

Наиболее ясной является перспектива введения понятия об изобарных спинах для π-мезонов. Известны три сорта π-мезонов: π^+, π^0 и π^-. Все эти частицы имеют почти одинаковые массы ($\pi^- = 276{,}1 \pm 1{,}3\, m_0$ [93, 46], $\pi^0 = 265 \pm 3 m_0$ [46], $\pi^+ = 277{,}4 \pm 1{,}1\, m_0$ [93, 94]) и, повидимому, все имеют спин, равный 0 (для π^0 это вытекает из того факта, что он распадается на два фотона [95]; для π^+ — из реакции $\pi^+ + d = p + p$ [96]). Повидимому, все π-мезоны имеют нечетные волновые функции («псевдоскалярные частицы») [97].

Никакие факты не противоречат точке зрения, что все три π-мезона — это три зарядовых состояния одной частицы (так же, как это предполагалось на стр. 533, для протонов и нейтронов). Все π-мезоны сильно взаимодействуют с ядрами, причем взаимодействие при достаточно больших энергиях имеет не электромагнитный характер.

Опыт показывает, что вероятности образования π-мезонов жесткими γ-квантами или быстрыми нуклонами близки для всех трех частиц [98—100].

Можно предположить, что специфические мезонные силы взаимодействия всех π-мезонов с любым нуклоном или ядром одинаковы. Этого предположения и равенства масс достаточно для того, чтобы всем мезонам можно было приписать изобарный спин: ведь когда мы приписывали определенное значение изобарного спина ядрам, мы по существу не требовали большего.

Естественно приписать всем π-мезонам изобарный спин $T = 1$ и компоненты $T_z = -1$, 0 и $+1$ соответственно для π^--, π^0- и π^+-мезонов (разумеется, знаки + и — приписываются условно). При таком предположении к реакциям с участием только мезонов и ядер или нуклонов будут применимы изобарные правила отбора, приведенные в табл. 5.

Существует ряд попыток приписания изобарных спинов μ- и τ-мезонам, электронам, позитронам и нейтрино. Мы не останавливаемся на них, так как практических следствий из сделанных предположений пока не найдено.

Получено редакцией
30. IX. 1954 г.

Цитированная литература

1. Wigner E., Phys. Rev., 51, 106 (1937).
2. Inglis D., Rev Mod. Phys., 25, 390 (1953).
3. Шапиро И., УФН, 53, 7 (1954).
4. Зельцер Г., УФН, 53, 455 (1954).
5. Иваненко Д., Nature, 129, 798 (1932).
6. Кравцов В., УФН, 47, 341 (1952).
7. Heisenberg W., ZS. Phys., 77, 1 (1932); 78, 156 (1933); 80, 587 (1933).
8. Young L., Phys. Rev., 47, 972 (1935); 48, 913 (1935).
9. Wigner E., Phys. Rev., 56, 519 (1939).
10. Breit G., Condon E., Present R., Phys. Rev., 50, 825 (1936).
11. Ферми Э., Ядерная физика, стр. 177.— ИЛ, М., 1951.
12. Ландау Л., Смородинский Я., Journ. Phys. USSR, 8, 154 (1944).
13. Смородинский Я., Journ. Phys. USSR, 8, 219 (1944); 11, 195 (1947).
14. Schwinger J., Phys. Rev., 72, 742 (1947).
15. Bethe H., Phys. Rev., 76, 38 (1949).
16. Blatt J., Jackson J., Phys. Rev., 76, 18 (1949).
17. Barker F., Peierls R., Phys. Rev., 75, 312 (1949).
18. Hatcher R., Arfken G., Breit G., Phys. Rev., 75, 1389 (1949).
19. Chew G., Goldhaber M., Phys. Rev., 75, 1466 (1949); 75, 1637 (1949).
20. Squires G., Progr. Nucl. Phys., 2, 115 (1952).
21. Hafner E., Hornyak W., Falk C., Snow G., Coor T., Phys. Rev., 89, 204 (1953).
22. Snow G., Phys. Rev., 87, 21 (1952).
23. Salpeter E., Phys. Rev., 82, 60 (1951).
24. Jackson J., Blatt J., Rev. Mod. Phys., 22, 77, 109 (1950).
25. Schwinger J., Phys. Rev., 78, 135 (1950).
26. Hamilton D., Alford W., Gross L., Phys. Rev., 83, 215 (1951); 92, 1521 (1953).
27. Langer L., Moffat J., Phys. Rev., 88, 689 (1952).
28. Wong C., Phys. Rev., 92, 529 (1953).
29. Bonner T., Butler J., Phys. Rev., 83, 1091 (1951).
30. Willard H., Bair J., Kington J., Hahn T., Snyder C., Green F., Phys. Rev., 85, 849 (1952).
31. Willard H., Kington J., Bair J., Phys. Rev., 86, 259 (1952).
32. Roderick H., Wong C., Rhys. Rev., 92, 204 (1953).
33. Джелепов Б., Зырянова Л., УФН, 48, 465 (1952).
34. Alvarez L., Phys. Rev., 80, 519 (1951).
35. Ajzenberg F., Franzen W., NSA, 8, 2632 (1954).
36. Gow J., Alvarez L., Phys. Rev., 94, 365 (1954).
37. Birge A., Phys. Rev., 85, 753 (1952).
38. Glass N., Jensen L., Richardson J., Phys. Rev., 90, 320 (1953).
39. Glass N., Richardson J., Phys. Rev., 93, 942 (1954).
40. Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 391 (1953).
41. Hofstadter R., Fechter H., McIntyre J., Phys. Rev., 92, 978 (1953); Schiff L., Phys. Rev., 92, 988 (1953).
42. Fitch V., Rainwater J., Phys. Rev., 92, 789 (1953); Cooper L., Henley E., Phys. Rev., 92, 801 (1953).
43. Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич., 15, 496 (1951).
44. Aamodt R., Panofsky W., Philipps R., Phys. Rev., 83, 1057 (1951).
45. Watson K., Stuart R., Phys. Rev., 82, 738 (1951).
46. Panofsky W., Aamodt R., Hadley J., Phys. Rev., 81, 565 (1951).
47. Adair R., Phys. Rev., 87, 1041 (1952).
48. Wilkinson D., Nature, 172, 576 (1953).
49. Trianor L., Phys. Rev., 85, 962 (1952).
50. Radicati L., Phys. Rev., 87, 521 (1952).
51. Hund F., ZS. Phys., 105, 202 (1937).
52. Ajzenberg F., Lauritsen T., Rev. Mod. Phys., 24, 321 (1952).
53. Endt P., Kluver J., Rev. Mod. Phys., 26, 95 (1954).
54. Hollander J., Perlman I., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., 25, 469 (1953).

55. Arber W., Stähelin P., Helv. Phys. Acta, 26, 433 (1953).
56. Burrows H., Powell C., Rotblat J., Proc. Roy. Soc., 209, 478 (1951).
57. Ashmore A., Raffle J., Proc. Phys. Soc., 64, 754 (1951).
58. Van de Graaff R., Sperduto A., Buechner W., Enge H., Phys. Rev., 86, 966 (1952).
59. Wigner E., Feenberg E., Rep. Progr. Phys., 8, 274 (1941).
60. Kofoed-Hansen O., Phys. Rev., 92, 1075 (1953).
61. Martin W., Breckon S., Canad. J. Phys., 30, 643 (1952).
62. Radicati L., Proc. Phys. Soc., 66, 139 (1953).
63. Bockelman C., Browne C., Buechner W., Sperduto A., Phys. Rev., 92, 665 (1953).
64. Jones G., Wilkinson D., Phys. Rev., 90, 722 (1953).
65. Wilkinson D., Jones G., Phys. Rev., 91, 1575 (1953).
66. Wilkinson D., Phys. Rev., 90, 721 (1953).
67. Gell-Mann M., Telegdi V., Phys. Rev., 91, 169 (1953).
68. Fowler W., Lauritsen C., Phys. Rev., 76, 314 (1949).
69. Seagrave J., Phys. Rev., 85, 197 (1952).
70. Devons S., Hine M., Proc. Roy. Soc., 199, 56, 73 (1949).
71. Lauritsen C., Fowler W., Phys. Rev., 58, 193 (1940).
72. Woodbury H., Day R., Tollestrup A., Phys. Rev., 85, 760 (1952).
73. Thomas R., Lauritsen T., Phys. Rev., 88, 969 (1952).
74. Baggett L., Bame S., Phys. Rev., 84, 154 (1951).
75. French A., Seed J. (см. [67]).
76. Bleuler E., Scherrer P., Walter, Zunti W., Helv. Phys. Acta, 20, 96 (1947).
77. Sommers H., Sherr R., Phys. Rev., 69, 21 (1946).
78. Millar C., Bartholomew G., Kinsey B., Phys. Rev., 81, 150 (1951).
79. Wilkinson D., Jones G., Phil. Mag., 44, 542 (1953).
80. Peaslee D., Telegdi V., Phys. Rev., 92, 126 (1953).
81. Telegdi V., Zünti W., Helv. Phys. Acta, 23, 745 (1950).
82. Eder M., Telegdi V., Helv. Phys. Acta, 25, 55 (1952).
83. Wilkins J., Goward F., Proc. Phys. Soc., 64, 201 (1951).
84. Wilkins J., Goward F., Proc. Phys. Soc., 63, 1173 (1950).
85. Goward F., Wilkins J., Proc. Phys. Soc., 64, 93 (1951).
86. Telegdi V., Phys. Rev., 84, 600 (1951).
87. Wilkins J., Goward F., Proc. Phys. Soc., 64, 1056 (1951).
88. Telegdi V., Phys. Rev., 87, 196 (1952).
89. Goward F., Telegdi V., Wilkins J., Proc. Phys. Soc., 63, 402 (1950).
90. Titterton E. (см. [52]).
91. Titterton E., Proc. Phys. Soc., 63, 915 (1950).
92. Жданов А., Лукирский П., Соколова З., ДАН СССР, 80, 729 (1951).
93. Barkas W., Smith F., Gardner E., Phys. Rev., 82, 102 (1951).
94. Cartwright W., Phys. Rev., 82, 460 (1951).
95. Peaslee D., Helv. Phys. Acta, 23, 845 (1950); 24, 298 (1951).
96. Clark D., Roberts A., Wilson R., Phys. Rev., 83, 649 (1951).
97. Marshak R., Rev. Mod. Phys., 23, 137 (1951).
98. Littauer R., Walker D., Bull. APS, 26, *3*, *15* (1951).
99. Medicus H., Phys. Rev., 83, 662 (1951).
100. Shapiro A., Phys. Rev., 83, 874 (1951).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XVIII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

П. П. ЗАРУБИН

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ $Zr^{95} + Nb^{95}$ *

1. Введение

Исследования излучения Zr^{95} и Nb^{95}, проведенные ранее с препаратами $Zr^{95} + Nb^{95}$, а также с разделенными Zr^{95} и Nb^{95}, показали, что Zr^{95} путем сложного β^--распада переходит в Nb^{95}. Nb^{95}, имеющий, помимо основного состояния, еще и изомерное, также является нестабильным и путем β^--распада превращается в Mo^{95}. Распад идет на один из возбужденных уровней Mo^{95} с последующей разрядкой этого уровня γ-квантами и внутренней конверсией на основной уровень Mo^{95}.

Наиболее точные значения периодов полураспада Zr^{95} и Nb^{95} получены в работе Корка и др. [2], где период полураспада Zr^{95} измерялся в течение года, а Nb^{95} был химически отделен от Zr. Согласно этой работе период полураспада Zr^{95} равен $65{,}2 \pm 1$ дн, а Nb^{95} — $35 \pm 0{,}5$ дн.

Период полураспада Nb^{95*} лучше всего определен, повидимому, в работе Слэтиса и Цаппа [3]. Даваемое ими значение периода полураспада (84 ± 2 час) хорошо согласуется со средним значением, полученным из всех предыдущих работ.

Схема распада $Zr^{95} \to Nb^{95} \to Mo^{95}$ в основных чертах была установлена в работах Левингера, Недцеля, Брэди и др. к 1945 г. [4—6]. Эта схема изображена на рис. 1, *а*. В 1951 г. была опубликована несколько более сложная схема распада, предложенная В. С. Шпинелем [7] (см. рис. 1, *б*).

К началу исследования Zr^{95} и Nb^{95} на нашем приборе (т. е. к декабрю 1952 г.) в схеме распада Zr^{95} и Nb^{95} оставались неясными следующие моменты:

1) не было сведений о характере γ-излучения с энергией 720 — 730 keV, а следовательно, о характеристиках соответствующего уровня возбуждения Nb^{95} можно было догадываться только по данным β^--распада;

2) было не ясно, в каком отношении к распаду Zr^{95} или Nb^{95} находятся γ-лучи с энергией 910—930 keV, найденные Мандевиллом в 1948 г. [8] и Недцелем в 1944 г. (опубликовано в 1948 г. [9]) и названные последним «сомнительными» γ-лучами;

3) существовал некоторый разброс в значениях граничных энергий всех β^--переходов и, особенно, жесткого β^--спектра Zr^{95} ($840 \div 1100$ keV — в спектрометрических измерениях);

4) требовалось проверить наличие выделенного Шпинелем [7] парциального β^--спектра Zr^{95} с граничной энергией ~ 600 keV (так как этот спектр не был найден никем из предыдущих авторов) и, следовательно, решить вопрос в пользу той или иной схемы распада.

Перечисленные неясные моменты в основном и определяли задачи нашего исследования излучения Zr^{95} и Nb^{95}.

---

* В статье учтены результаты работы [1], опубликованной после Совещания 1954 г.

Исследование производилось нами на кэтроне — β-спектрометре с поперечным магнитным полем и фокусировкой электронов, улучшенной благодаря неоднородности магнитного поля в одном направлении.

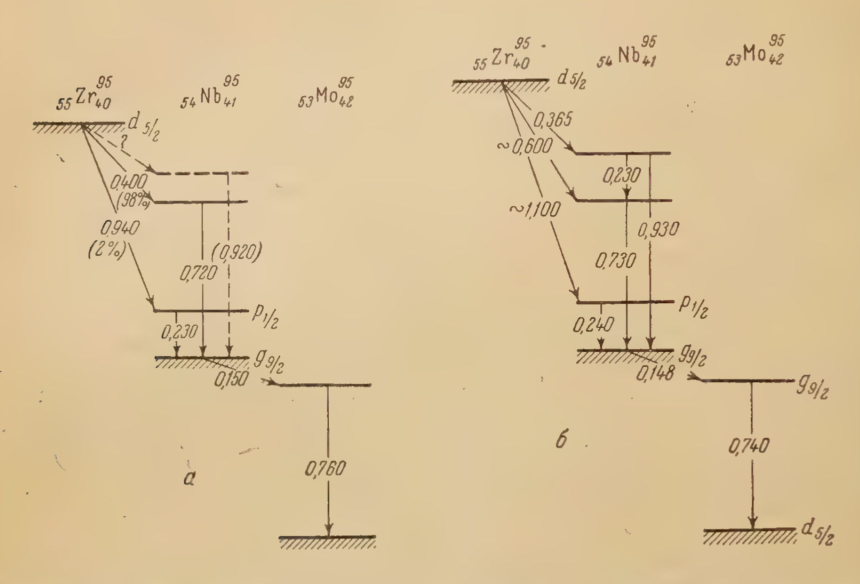


Рис. 1. Схема распада Zr^{95} и Nb^{95} по данным: *а* — Левингера, Недцеля, Брэди и др. [4—6], *б* — Шпинеля [7]

2. Описание примененного при исследовании прибора

β-Спектрометр указанного выше типа уже был описан в литературе [10, 11]. Кэтрон, на котором нами производилось исследование излучения $Zr^{95} + Nb^{95}$, был построен и пущен в эксплуатацию в Радиевом институте в 1951 г. и имел следующие основные параметры: радиус кривизны ρ основной траектории, т. е. траектории, проходящей в однородном поле, составлял 11 см, угол горизонтальной расходимости $\varphi = 30°$ и угол вертикальной расходимости $\varepsilon = \pm 3°$.

Для получения теоретически заданного распределения магнитного поля из стали-3 были изготовлены полюсные наконечники, каждый из которых состоял из двух брусков: бруска с прямоугольным сечением — для создания однородного поля и примыкающего к нему бруска с трапециевидным сечением — для создания неоднородного поля.

Установка тока и контроль постоянства его величины производились компенсационным методом с использованием потенциометра ППТВ-1 с точностью $0{,}01 \div 0{,}001\ \%$.

Относительные измерения магнитного поля с целью создания поля с распределением, требуемым теорией, изучения топографии поля, а также градуировки прибора производились при помощи индукционной катушки и баллистического гальванометра с точностью 0,1%.

Нужная форма скоса трапециевидного стального бруска, который и создает неоднородность магнитного поля, была установлена полуэмпирическим методом в результате трех строжек этого бруска. Относительные измерения магнитного поля показали, что распределение неоднородного поля совпадает с теоретическим с точностью 0,1—0,2% во всей рабочей области.

Изучение топографии однородного магнитного поля показало, что в рабочей области однородность сохраняется в пределах 0,1 — 0,2 %.

Измерительная камера была сделана из латуни и имела размеры $332 \times 282 \times 72$ мм. Внутри измерительной камеры находились: основная рама с держателем источника и приемной щелью, пять радиальных диафрагм (под углами 30, 60, 90, 120 и 150° к фокальной плоскости), свинцовые блоки для защиты счетчиков от излучения источника и счетчиковая камера.

Ширину приемной щели можно было изменять без нарушения вакуума и вскрытия прибора при помощи специального винта, введенного в камеру на резиновом уплотнении.

С целью уменьшения рассеяния электронов радиальные диафрагмы были сделаны из целлулоида, а все внутренние части камеры — стенки, дно, крышка, свинцовые блоки и т. д. — были оклеены целлофаном толщиной 0,5 мм.

Для достижения высокого вакуума в приборе был применен масляный диффузионный насос ММ-40, позволяющий получать давление до 10^{-4}—10^{-5} мм рт. ст.

Регистрация электронов могла производиться либо одним счетчиком Гайгера—Мюллера, либо двумя счетчиками, включенными на совпадения. Счетчики расположены в счетчиковой камере, входная щель которой заклеивалась тонкой органической пленкой.

Малый счетчик (примыкавший к входной щели счетчиковой камеры) имел ϕ 12 мм, большой (расположенный за малым) — ϕ 22 мм, высота обоих счетчиков составляла 49 мм.

Счетчиковая камера наполнялась гасящей смесью газов, так что счетчики работали как самогасящие. В качестве гасящей смеси применялась смесь технического аргона с техническим ацетиленом (25% C_2H_2 + 75% Ar при общем давлении 80—90 мм рт. ст.).

Малый счетчик, с которым были проведены данные измерения, имел рабочую область до 200 V и наиболее горизонтальный ход плато (наклон 1—2 % на 100 V) на протяжении 50—70 V.

При работе с одним малым счетчиком импульсы от него поступали на блок БГС и далее на пересчетную схему ПС-64. При работе с двумя счетчиками вместо блока БГС применялся усилитель совпадений с разрешающим временем для совпадений порядка 10^{-5} сек, позволявший регистрировать одновременно как совпадения, так и импульсы одного малого счетчика.

Все измерения выполнялись при систематической проверке характеристики и эффективности счетчиков при помощи репера, а также по величине импульсов.

Градуировка кэтрона производилась по пикам хорошо известных линий конверсионных электронов Th(B + C + C′ + C″) — *A*, *B*, *Bb*, *F*, *L*, *X*. Погрешность наших градуировочных значений $H\rho$ составляла не более 0,2%.

Наиболее вероятные значения энергий переходов, которым соответствуют хорошо выраженные электронные линии, даны ниже с погрешностью $\leqslant 0{,}5\%$.

Отношения между разрешающей и пропускной способностями, а также между разрешающей способностью и светосилой нашего спектрометра соответствовали отношениям у спектрометров типа кэтрона, установленным в работе [11].

Для характеристики этих отношений приведем следующие данные: разрешающая способность $\sim 0{,}4$—$0{,}6\%$ может быть получена при нашем выборе φ и ε (пропускная способность $\tau = 0{,}44\%$ от полного телесного угла 4π) в случае тонких источников длиной 10—16 мм и шириной 0,5—0,8 мм при ширине приемной щели 0,5—0,8 мм; так, с источником $12 \times 0{,}6$ мм экспериментальная полуширина линии *X* составляла 0,45 %; заметим также, что отношение высоты линии *F* к высоте непрерывного спектра под ней равнялось в этом случае приблизительно 40.

3. Условия измерений. Источники излучения

При исследовании излучения Zr^{95} и Nb^{95} регистрация электронов производилась одним счетчиком. Входное окно счетчиковой камеры было заклеено органической пленкой с поверхностной плотностью $\sim 0{,}3$ мг см$^{-2}$. Такая пленка пропускала электроны, начиная с 13—14 keV.

Препарат, полученный нами через 3 месяца после его изготовления, представлял собой раствор циркониевой соли и содержал радиоактивный Zr^{95} в смеси с радиоактивным Nb^{95}. При этом, естественно, лишь изомер Nb^{95} находился в радиоактивном равновесии с Zr^{95}.

Источник излучения был изготовлен путем выпаривания указанного раствора на алюминиевой фольге с поверхностной плотностью 1,5 мг см$^{-2}$. Из активированной фольги были вырезаны прямоугольные полоски с возможно более равномерным распределением активного вещества. Для основной серии измерений был использован источник размерами $12 \times 0{,}6$ мм и с поверхностной плотностью $2 \div 4$ мг см$^{-2}$; в контрольных измерениях источник имел размеры $0{,}4 \times 9$ мм и поверхностную плотность $0{,}5 \div 0{,}8$ мг см$^{-2}$.

Номинальная разрешающая способность в основных измерениях составляла $\sim 0{,}5\%$; экспериментальная разрешающая способность оказалась несколько хуже ввиду конечной толщины активного вещества. В области энергии электронов 200 keV разрешающая способность составляла $\sim 1\%$, в области энергии 700 keV $\sim 0{,}7\%$.

4. β^--Спектр Zr^{95} и Nb^{95}

На рис. 2 в координатах $\frac{N}{H\rho} = f(H\rho)$ изображен общий вид β^--спектра $Zr^{95} + Nb^{95}$. Принадлежность отдельных участков спектра цирконию или ниобию устанавливалась по периодам полураспада. Скорость исчезновения большей части спектра и конверсионных линий соответствовала периоду полураспада $T \sim 65$ дн. Лишь участок спектра $14 \div \sim 120$ keV и конверсионные линии в области 740 keV исчезали с меньшей скоростью, чем следовало ожидать для $T = 65$ дн. Эти участки спектра несомненно связаны с распадом Nb^{95}, не успевшего еще прийти в радиоактивное равновесие с Zr^{95}.

Все точки спектра приведены к одному времени (времени измерения участка $14 \div 160$ keV) и введена поправка на поглощение в источнике и входном окне счетчиковой камеры.

Из рассмотрения рис. 2 видно, что β^--спектр — сложный и состоит по крайней мере из трех компонент, причем третья (жесткая) компонента значительно слабее двух других, более мягких.

На рис. 3 изображен график Кюри, при помощи которого было произведено разложение сложного β^--спектра на отдельные компоненты.

График Кюри в области больших энергий представлен в увеличенном масштабе в правом верхнем углу этого же рисунка. Через все экспериментальные точки в пределах $400 \div 1050$ keV не удается провести одну прямую — вблизи энергии 900 keV обнаруживается слабый излом.

Такой ход экспериментальных точек в указанной области можно объяснить одной из следующих вероятных возможностей:

1) имеется компонента с граничной энергией 1130 keV, но не фермиевского типа; на графике Кюри такого спектра в области, близкой к граничной энергии, имеется выпуклость в сторону оси абсцисс;

2) имеется компонента с граничной энергией 900 keV, а в области $880 \div 1050$ keV существуют слабые конверсионные линии; приблизительный подсчет возможной интенсивности конверсионной линии в указанной

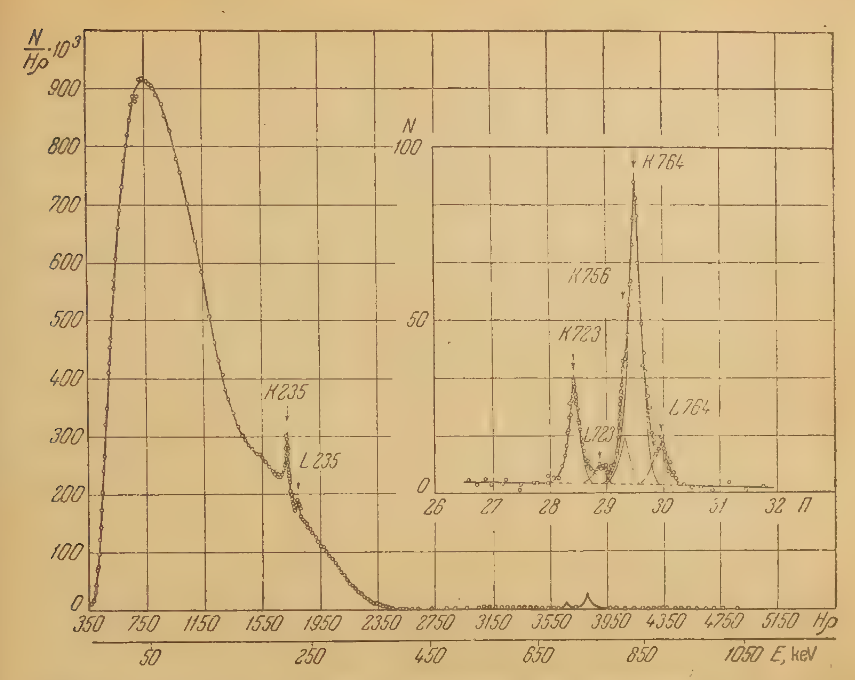


Рис. 2. β^--спектр и спектр конверсионных электронов $Zr^{95}+Nb^{95}$. Справа в увеличенном масштабе дана группа конверсионных линий в области 700 keV (*П* — показания потенциометра)

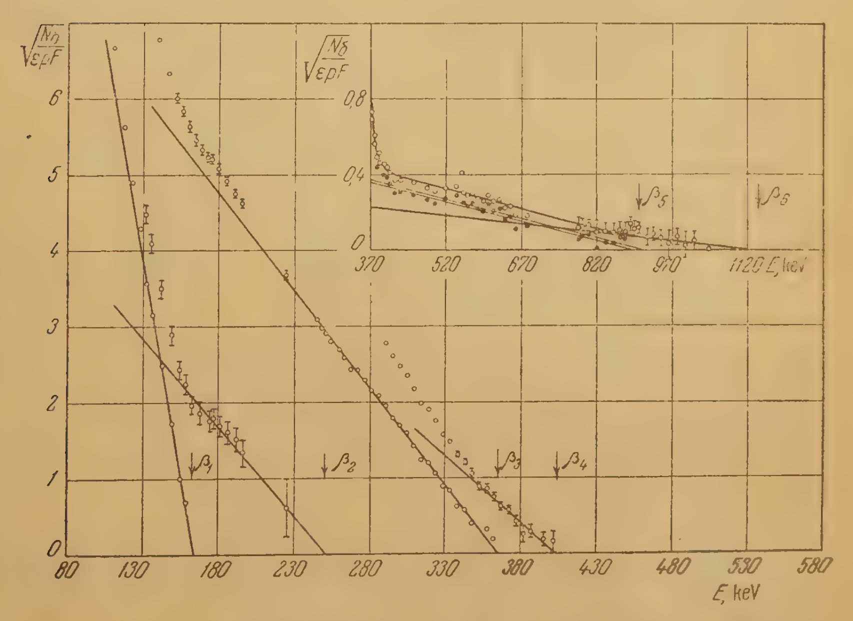


Рис. 3. График Кюри β^--спектра $Zr^{95}+Nb^{95}$. Справа вверху дан график Кюри жесткого конца β^--спектра (черные точки соответствуют графику Кюри β^--спектра, полученного после вычитания компоненты β_6)

области показывает, что счет на максимуме ее, 2—3 имп мин$^{-1}$ над фоном, соответствует мультипольности γ-излучения не ниже 4;

3) имеются две компоненты с граничными энергиями 1130 keV и 900 keV.

Выяснение того, какая из этих возможностей определяет ход экспериментальной кривой, затруднено весьма малой интенсивностью этой части спектра. Может быть, имеют место все три или две из этих возможностей одновременно.

Следует заметить, что ни одна из этих возможностей не противоречит схеме распада, установленной по другим, более интенсивным парциальным β^--спектрам, а также по исследованным ядерным переходам. Каждая из трех возможностей явно или косвенно подразумевает существование компоненты с граничной энергией 900 keV. Разложение β^--спектра при помощи графика Кюри мы провели, полагая существование компоненты с $E_{гр} \sim$ ~ 900 keV установленным определенно, а компоненты с $E_{гр} \sim 1130$ keV — предположительно.

Таблица 1

Значения $E_{гр}$, относительные интенсивности и $\lg \tau f$ компонент β^--спектра Zr^{95} и Nb^{95}

Компоненты	$E_{гр}$, keV	Относительные интенсивности, %	$\lg \tau f$
β_1	162±5		5,08
β_2	250±30	11	6,91
β_3	364±8	53	6,74
β_4	404±8	34	7,10
β_5	900±30	0,9	9,89
β_6	1130±40	0,4	10,55

В табл. 1 приведены результаты анализа β^--спектра. Из этой таблицы видно, что обе жесткие компоненты составляют вместе по интенсивности немногим более 1% от всего спектра.

Большая величина $\lg \tau f$ показывает, что это — сильно запрещенные компоненты. Исследовать форму этих слабых компонент мы не могли и поэтому вычитали их из суммарного спектра как фермиевские.

Следует отметить, что это не внесло практически никаких погрешностей в остальную часть суммарного спектра из-за малой интенсивности жестких компонент.

На графике Кюри оставшегося после вычитания этих компонент спектра прежде всего ясно виден излом в области 360 keV. Несомненно, этот излом объясняется наличием двух компонент с близкими граничными энергиями.

Если предположить, что эти две компоненты — фермиевские, то их граничные энергии равны 404 ± 8 и 364±8 keV и относительные интенсивности 34 и 53% соответственно.

На графике Кюри оставшегося после вычитания компоненты β_4 спектра заметно отклонение экспериментальных точек от прямой линии, начинающееся от ~ 260 keV. Это отклонение можно объяснить следующими причинами:

1) число электронов в области малых энергий увеличивается за счет рассеяния, главным образом — в источнике; однако сравнение результатов данных измерений с результатами измерений других препаратов на нашем приборе, а также на кэтроне ЛГУ, работавшем в аналогичных условиях (см., например, исследование Lu^{177} [12]), показывает, что в этой области энергий избыток электронов за счет рассеяния не должен играть большую роль; число рассеянных электронов при данном источнике становится значительным лишь при энергиях ~ 150 keV и ниже;

2) одна из компонент (вероятнее всего β_3) имеет нефермиевскую форму;

3) существует еще одна компонента, β_2, с граничной энергией 250 keV, которая приводит на уровень $\sim$ 900 keV в Nb^{95};

4) имеется β^--переход с $E_{гр} \sim 250$ keV с изомерного уровня Nb^{95} на збужденный уровень $Mo^{95} \sim 930$ keV.

Характеристики возбужденных уровней Nb^{95}, установленные по излучению, заставляют, повидимому, отдать некоторое предпочтение оследним двум возможностям. Конечно, о форме этой или этих компонент нельзя сделать определенного заключения, учитывая небольшое исло экспериментальных точек на участке спектра, составляющем $\sim$10% всей его протяженности, а также сравнительно малую интенсивность ой компоненты. Поэтому мы вынуждены были провести прямую линию рез экспериментальные точки (после вычитания компоненты β_3), которые хорошо на нее укладываются. Относительную интенсивность компоненты β_2, равную 11%, следует рассматривать как верхний предел интенсивности ввиду того, что, во-первых, аппаратурные искажения полностью е исключены, а, во-вторых, β^--переход с указанной граничной энергией ожет частично, если не полностью, принадлежать изомеру Nb^{95}. Кроме ого, незначительное (в пределах погрешностей измерений) изменение наклона графика Кюри компоненты β_3 сильно (до 50%) изменяет интенсивность компоненты β_2.

Наконец, через точки, полученные после вычитания компоненты β_2, ожет быть проведена прямая, дающая $E_{гр}$ спектра Nb^{95}, равную 162 ± 5 keV. Точки очень хорошо укладываются на прямую; отклонения от рямолинейности начинаются от $\sim$ 130 keV, что в значительной степени объясняется наличием рассеянных электронов, как это и следовало жидать в условиях наших измерений. Разрешенный вид полученного пектра согласуется с результатами корреляционных опытов [13], величиной $\lg \tau f$ (см. табл. 1), характеристиками основного состояния Nb^{95} и озбужденного состояния Mo^{95} и, наконец, опытами других авторов, изучавших β^--спектр чистого Nb^{95} с тонкими источниками (например [14]).

. Сравнение результатов измерений β^--спектра Zr^{95} и Nb^{95} по данным различных авторов

Исследованию β^--спектров Zr^{95} и Nb^{95} было посвящено сравнительно ольшое число работ. Результаты этих исследований приведены в абл. 2.

Из рассмотрения этой таблицы видно, что приблизительно треть работ выполнена с использованием камеры Вильсона или метода поглощения. Разброс значений граничных энергий, по данным этих работ, весьма велик (особенно для компонент β_4 и β_5) вследствие неточности самих етодов определения граничных энергий.

Примерно две трети работ выполнено с использованием β-спектрометров амых различных типов. Спектрометрические работы до 1953 г. выполнены, как правило, в условиях невысокой (5—8%) разрешающей способноти (на спектрометрах типа Даниша и магнитнолинзовых при сравниельно толстых источниках). Лишь в работе Фэна [14] применялся двухинзовый β-спектрометр с $R \sim 2\%$ и источником с $\sigma = 0{,}05$ мг см$^{-2}$.

К сожалению, анализ половины работ этой группы затруднен тем, то в литературе опубликованы лишь их конечные результаты.

В целом результаты спектрометрических работ, выполненных до 953 г., согласуются между собой как по числу выделенных компонент, ак и по граничным энергиям, за исключением граничной энергии компоненты β_5, а также некоторых результатов работы Шпинеля [7].

В работе Шпинеля был использован магнитнолинзовый спектрометр с азрешающей способностью 5,5%, определенной по полуширине линии ThB. Источник имел $\sigma = 5{,}8$ мг см$^{-2}$. Естественно, что разрешающая

Таблица 2

Результаты измерений компонент β^--спектров Zr^{95} и Nb^{95} по данным различных авторов

№ п/п.	Авторы, год*	$E_{гр}$, keV Nb β_1	Zr β_2	Zr β_3	Zr β_4	Zr β_5	Zr β_6	Относительные интенсивности компонент	Метод	Литература
1	Саганэ, Кояма, Мигомото, Икава (1940)	—	200 250	— —	480 —	— —	— —	— —	камера Вильсона поглощение	[15]
2	Гольдшмидт и Перлман (1942)	150	—	—	—	—	—	—	поглощение в Al	[16]
3	Энгелькемейер и Брэди (1943)	150	—	—	420	1000	—	$\beta_4 : \beta_5 = 95 : 5$	поглощение в Al	[17]
4	Неддель и Сампсон (1944)	154	—	—	394	1000	—	$\beta_4 : \beta_5 = 98 : 2$	β^--спектрометр	[5]
5	Митчелл и Браун	—	—	—	400	880	—	—	поглощение (?)	[18]
6	Лаэн и Хюдгенс	—	—	—	400	887	—	$\beta_4 : \beta_5 = 98 : 2$	β^--спектрометр	[19]
7	Левингер (1945)	156	—	—	—	—	—	$\beta_4 : \beta_5 = 98,6 : 1,4 \div 99,85 : 0,15$	β^--спектрометр	[4]
8	Пулл и Эдвардс (1945)	140	—	—	290	800	—	$\beta_4 : \beta_5 = 8 : 1$	поглощение (?)	[20]
9	Груммитт и Вилкинсон (1946)	150	—	—	500	—	—	—	поглощение	[21]
10	Мандевилл и Шерб (1948)	140	—	—	400	—	—	—	поглощение (по Физеру)	[8, 22, 23]
11	Хюдгенс и Лаэн (1949)	146 ± 10	—	—	—	—	—	$\beta_4 : \beta_5 = 98,6 : 1,4$	β-спектрометр магнитнолинзовый	[24]
12	Шпинель (1951)	148 ± 5	—	365 ± 10	600	1100	—	$\beta_3 : (\beta_4 + \beta_5) = 98 \div 95 : 2 \div 5$	β-спектрометр магнитнолинзовый	[7]
13	Фэн (1952)	160 ± 3	—	—	—	—	—	—	β-спектрометр магнитный двухлинзовый	[14]
14	Штакен и Вебер (1953)	171	—	—	—	—	—	—	β-спектрометр магнитнолинзовый	[25]
15	Миттельман (1953)	—	—	364	396	—	—	$\beta_3 : \beta_4 = 54 : 43$	β-спектрометр	[26]
16	Корк, Лебланк, Мартин, Нестер, Брайс (1953)	165 ± 10	—	360 ± 10	405 ± 10	910 ± 30	—	$\beta_5 \sim 2\%$	β-спектрометр (с двойн. фокусировкой)	[2]
17	Слэтис и Цаппа (1953)	159 ± 10	—	—	371 ± 10	840 ± 80	—	$\beta_4 : \beta_5 = 99 : 1$	β-спектрометр магнитнолинзовый	[3]
18	Наши данные (1953)	162 ± 5	(250±30)	364 ± 8	404 ± 8	900 ± 30	(1130±40)	$\beta_6 : \beta_5 : \beta_4 : \beta_3 : \beta_2 = 0,4 : 0,9 : 34 : 53 : 11$	β-спектрометр (кэтрон)	

* В работах № 3, 4, 6, 7, 8, 11, 12, 17 компоненты β[illegible] и β[illegible] не были выделены, поэтому интенсивность компоненты β[illegible] в этих работах равна

юсобность при таком толстом источнике была значительно хуже. Вы-
эление слабой компоненты Zr^{95} с граничной энергией ~ 600 keV, пови-
імому, произведено ошибочно и связано, вероятно, с радиоактивными
агрязнениями или с аппаратурными искажениями. Ни в одной из по-
іедующих, выполненных в лучших условиях, работ эта компонента не
ыла найдена. Компонента с $E_{гр} = 365$ keV, выделенная Шпинелем, по
нтенсивности соответствует компоненте β_4; однако, исходя из схемы рас-
ада, предложенной в этой же работе, мы условно поместили ее в
рафу β_3.

В 1953 г. были опубликованы четыре спектрометрические работы по
зучению β^--спектров Zr^{95} и Nb^{95}. Из них в двух — Штакена и Ве-
ера [25] и Слэтиса и Цаппа [3] — были также использованы магнитно-
инзовые спектрометры. В работе [3] был применен магнитнолинзовый
пектрометр с кольцевой фокусировкой. Однако за счет увеличения про-
ускной способности прибора и толщины источника ($2 \div 6$ мг $см^{-2}$) разре-
ающая способность была снижена до 9—11%. Поэтому результаты
тих двух работ согласуются с результатами спектрометрических работ,
ыполненных до 1953 г.

В двух других работах — Миттельмана [26] и Корка с сотрудниками
2] — применялись β^--спектрометры с высокой разрешающей способностью
повидимому, 1% или выше). Это позволило указанным авторам выде-
ить компоненту спектра Zr^{95} β_3 и уточнить (в работе [2]) граничные
нергии других компонент. Наиболее полной и точной является работа
орка с сотрудниками [2]. Наши данные, полученные также в условиях
ысокой разрешающей способности, хорошо согласуются с результатами
той работы, но дают, однако, еще и указание на возможность компо-
ент β_2 и β_6.

6. Спектр электронов внутренней конверсии Zr^{95} и Nb^{95}. Ядерные переходы в Nb^{95} и Mo^{95}

Линии конверсионных электронов и соответствующие ядерные переходы

Как видно из рис. 2, в спектре конверсионных электронов обнару-
ено семь линий, расположенных двумя группами: две полностью раз-
ешенные линии в районе энергии 200 keV и пять не полностью разре-
енных линий в районе энергии 700—740 keV. Эта последняя группа
иний была разложена на отдельные линии следующим образом. За
снову разложения была принята форма почти полностью разрешенной
инии при энергии 704 keV, а также ширина ее на половине высоты.
та линия была тщательно изучена в нескольких сериях как в основных
змерениях, так и в контрольных (с более тонким источником).

Ввиду близости к ней остальных линий можно было не опасаться
зменения формы или ширины этих линий из-за различия в энергии.
талонная линия была построена в относительных координатах

$$\frac{N}{N_0} = f\left(\frac{\Pi}{\Pi_0}\right),$$

е N — число импульсов, Π — показание потенциометра (значок $_0$ у
кв означает N или Π максимума линии).

Пользуясь этим построением и известными максимумами линий, мо-
но было найти N и Π для всех линий, т. е. произвести требуемое раз-
ожение (см. рис. 2).

Связь отдельных конверсионных линий с ядерными переходами в Nb
ли Mo устанавливалась по периоду полураспада (путем прослеживания
бывания интенсивности линии), из сравнения с данными других авторов,
аботавших с разделенными Zr и Nb, а также по рентгеновским значе-
иям разностей $K - L$ для Zr, Nb и Mo, приведенным в табл. 3.

Таблица 3

Значения энергетических разностей *K*- и *L*-линий для Zr, Nb и Mo

Атом	Энергия связи (keV) на		Разность, keV	
	K-оболочке	*L*-оболочке	*K* — *L*	Δ (*K* — *L*)
Zr	18,00	2,53	15,47	0,82
Nb	18,99	2,70	16,29	0,84
Mo	20,00	2,87	17,13	

В табл. 4 приведена часть результатов обработки данных по конве[
сионным линиям.

Таблица 4

Энергии, происхождение и интенсивности конверсионных линий. Энергии яде[ных переходов

№ п/п.	Энергия электронов, keV	Разность *K* — *L*, keV	Оболочка и атом конверсии	Значение $h\nu$, определенное по отдельной линии, keV	Вероятная энергия перехода, keV	Интенсивность конверсионной линии n_e
1	2	3	4	5	6	7
1	215,6	16,6	*K*Nb	234,6	235 ± 1	$(5{,}2 \pm 0{,}5)\cdot 10^{-}$
2	232,2	—	*L*Nb	234,9		$(1{,}1 \pm 0{,}1)\cdot 10^{-}$
3	704,3	16,1	*K*Nb	723,3	723 ± 2	$(6{,}0 \pm 0{,}5)\cdot 10^{-}$
4	720,4	—	*L*Nb	723,1		$(1{,}0 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-}$
5	736,7	—	*K*Nb	755,7	756 ± 2	$(2{,}4 \pm 0{,}3)\cdot 10^{-}$
6	744,3	16,9	*K*Mo	764,3	764 ± 2	$(1{,}8 \pm 0{,}2)\cdot 10^{-}$
7	761,2	—	*L*Mo	764,1		$(2{,}6 \pm 0{,}3)\cdot 10^{-}$

Следует отметить, что линии, отвечающие № 2, 4, 7 в графе 1, с[
держат в себе и соответствующие неразрешенные *M*-линии; это подтве[
ждается изучением формы линий, отвечающих № 2 и 7.

Для определения энергии ядерных переходов к энергии электронн[
линии прибавлялась энергия связи электрона на соответствующей об[
лочке.

Как видно из графы 6 табл. 4, нами установлено четыре ядерн[
перехода: три в Nb и один в Mo. В графе 7 приведены интенсивнос[
электронных линий n_e, найденные следующим образом: если обозначи[
число конверсионных электронов данной линии через N_e, а полное чи[
ло вылетающих из данного ядра β^--частиц — через N_β, то

$$n_e = \frac{N_e}{N_\beta};$$

n_e определялось как отношение площади конверсионной линии к площ[
ди всего β^--спектра данного ядра; значения n_e для линий № 2 и 7 [
ны с учетом n_e соответствующих *M*-линий.

Коэффициенты внутренней конверсии α_K/α_L, типы, мультипольности и инте[сивности γ-переходов

В табл. 5 приведены результаты обработки спектра конверсионн[
электронов с целью определения изменения моментов и четностей при [

ответствующих ядерных переходах, что для γ-лучей означает становление их характера (т. е. ипа и мультипольности).

В графе 2 таблицы даны кспериментальные значения оэффициентов конверсии на К-оболочке α_K, определенные по тношению площадей конверсинных K-линий к площадям оответствующих парциальных -спектров.

В графе 3 приведены теоретические значения α_K, найденые путем интерполирования анных Розе с сотрудниками [27] на область Z и E, нас интересующую. Следует отметить, что эта интерполяция, сделанная между небольшим числом теоретических точек, весьма неопределенна и может заключать в себе погрешность до 10—15%.

В графе 4 даны отношения коэффициентов конверсии на K- и L-оболочках $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$. Эти отношения в данном случае служат для более точного определения характера γ-лучей, чем это можно сделать по значению лишь α_K. С этой целью были использованы эмпирические кривые Гольдгабера и Саньяра [28], показывающие изменение $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ в зависимости от величины отношения Z^2/E, где E — энергия переходов, а Z — заряд ядра, для переходов с различным изменением моментов и четностей.

К сожалению, воспользоваться этими кривыми в случае переходов в области энергии 700 keV не представляется возможным, ибо при $Z^2/E < 5$ и $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} > 5$ существует неоднозначность интерпретации результатов.

Эта неоднозначность объясняется, во-первых, отсутствием надежных экспериментальных точек в этой области, а следовательно, крайне грубой

Таблица 5

Характер и интенсивности γ-переходов

$h\nu$	1	2	3								4	5	6
	E, keV	Значение α_K эксперим.	Значение α_K теоретическое								$\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$	Тип и мультипольность	Интенс. $n_\gamma = \frac{n_{eK}}{\alpha_K}$
			$E1$	$E2$	$E3$	$E4$	$M1$	$M2$	$M3$	$M4$			
$h\nu_1$	235	$2,6 \pm 0,6$	$9,12\cdot10^{-3}$	$4,68\cdot10^{-2}$	$2,14\cdot10^{-1}$	$9,04\cdot10^{-1}$	$2,12\cdot10^{-2}$	$1,12\cdot10^{-1}$	$5,25\cdot10^{-1}$	2,40	$4,7 \pm 0,3$	$M4$	$(2,0 \pm 0,5)\cdot10^{-3}$
$h\nu_2$	723	$0,0018 \pm 0,0002$	$4,94\cdot10^{-4}$	$1,42\cdot10^{-3}$	$3,36\cdot10^{-3}$	$8,20\cdot10^{-3}$	$1,37\cdot10^{-3}$	$3,32\cdot10^{-3}$	$9,38\cdot10^{-3}$	$2,22\cdot10^{-2}$	$5,7 \pm 0,6$*	$E2$ или $M1$	$(3,4 \pm 0,3)\cdot10^{-1}$
$h\nu_3$	756	$0,00046 \pm 0,00004$	$4,58\cdot10^{-4}$	$1,28\cdot10^{-3}$	$2,97\cdot10^{-3}$	$7,03\cdot10^{-3}$	$1,25\cdot10^{-3}$	$2,97\cdot10^{-3}$	$9,37\cdot10^{-3}$	$1,88\cdot10^{-2}$	—	$E1$	$(5,3 \pm 0,4)\cdot10^{-1}$
$h\nu_4$	764	$0,0018 \pm 0,0002$	$4,79\cdot10^{-4}$	$1,33\cdot10^{-3}$	$3,08\cdot10^{-3}$	$7,20\cdot10^{-3}$	$1,34\cdot10^{-3}$	$3,16\cdot10^{-3}$	$8,56\cdot10^{-3}$	$1,98\cdot10^{-2}$	$7,2 \pm 0,4$	$E2$ или $M1$	$1,0 \pm 0,1$

* Это число представляет собой отношение $\frac{\alpha_K}{\alpha_L + \alpha_M}$.

экстраполяцией кривых в указанную область; во-вторых, тем обстоятельством, что в области малых Z^2/E и больших $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ последнее отношение слабо чувствительно к характеру γ-переходов.

В нашем случае для переходов в области энергии 700 keV $\frac{\alpha_K}{\alpha_L} > 5$ и $Z^2/E \approx 2{,}2$—$2{,}3$, что соответствует указанной выше области неопределенности.

Из таблицы видно, что переход $h\nu_1$ как по α_K, так и по $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ лучше всего согласуется с переходом типа $M4$.

Для переходов $h\nu_2$ и $h\nu_4$ получено одинаковое значение α_K. Ближе всего к этому экспериментальному значению находится теоретическое значение α_K, вычисленное Розе для переходов типа $E2$ или $M1$.

Переход $h\nu_3$ на основе сопоставления экспериментального и теоретических значений α_K следует отнести к переходам типа $E1$.

7. Сравнение результатов измерений спектра электронов конверсии и γ-лучей Zr^{95} и Nb^{95} по данным различных авторов

Результаты измерений спектра конверсионных электронов и γ-лучей Zr^{95} и Nb^{95} по данным различных авторов представлены в табл. 6.

Из рассмотрения энергетической части этой таблицы видно, что наибольшее число работ посвящено измерению энергии ядерных переходов $h\nu_1$ и $h\nu_4$.

Если исключить метод поглощения, который дает значительный разброс в значениях энергий (до 200 keV), то результаты подавляющего большинства спектрометрических работ согласуются между собой в отношении определения энергий $h\nu_1$, $h\nu_2$ и $h\nu_4$.

Как уже отмечалось выше, почти во всех спектрометрических работах по Zr^{95} и Nb^{95}, выполненных до 1953 г., экспериментальная разрешающая способность приборов была низкой. В нашей работе, благодаря высокой разрешающей способности прибора, удалось выделить еще один ядерный переход с энергией 756 keV ($h\nu_3$).

В этом же 1953 г. появились две работы [2, 26], авторы которых работали на спектрометрах также с высокой разрешающей способностью. Эти работы подтверждают существование перехода $h\nu_3$. В нашей работе принадлежность перехода $h\nu_3$ ниобию устанавливалась по периоду полураспада, в работе [26] — благодаря использованию обогащенных изотопов, в работе [2] — благодаря химическому разделению Nb и Zr. Кроме того, в последней работе установлено наличие перехода в Mo ($h\nu_5$) с энергией 753 keV и сделано предположение о существовании перехода с энергией $h\nu_4 - h\nu_5 = 16$ keV.

Очень мягкие γ-кванты были обнаружены в этой работе по поглощению в Al. В наших измерениях, так же как и в работе [26], переход $h\nu_5$ не был зафиксирован.

Что касается определения энергий переходов $h\nu_1$, $h\nu_2$, $h\nu_3$, $h\nu_4$, то данные работ [2, 26] и нашей практически совпадают.

В двух работах [3, 5] замечен еще один переход в Nb ($h\nu_6$) с энергией 920 keV или 1070 keV. Авторы работы [5] определили даже полный коэффициент конверсии γ-лучей, ими же самими названных «сомнительными». В работе [3] γ-лучи с энергией 1070 keV были зарегистрированы как по электронам конверсии, так и по фотоэлектронам, причем период полураспада, определенный по скорости спадания интенсивности этих γ-лучей, оказался равным 65 дн. Однако интенсивность этих γ-лучей по сравнению с интенсивностью γ-лучей с энергией 720 keV в двух разных препаратах оказалась совершенно различной (20 и 2%).

Авторы делают вывод, что эти γ-лучи связаны, повидимому, с радиоактивными загрязнениями. Следует отметить также, что переход $h\nu_6$ был замечен в Nb Мандевиллом и Шербом [8], затем ими же приписан переходу в Mo (после распада Nb) [22, 37] и, наконец, молчаливо признан несуществующим [34]. По нашим данным, некоторое превышение над фоном вблизи энергий этого перехода связано с жесткой компонентой γ-спектра, хотя и не исключена возможность существования в этом районе весьма слабых конверсионных линий (см. параграфы 4, а также 8).

Как видно из табл. 6, лишь в небольшом числе спектрометрических работ определены коэффициенты конверсии и $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ и в еще меньшем числе работ определен характер γ-излучения. Это в особенности относится к γ-переходам $h\nu_2$ и $h\nu_3$.

Ясно, что при измерениях с низкой разрешающей способностью погрешности в определении α, α_K и $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ будут весьма велики. Поэтому неудивительно, что результаты определения этих величин в работах, где были использованы спектрометры с низкой R, сильно отличаются друг от друга. Так, по работе [5] значение $\alpha_{\text{полн}}$ перехода $h\nu_1$ явно занижено, по крайней мере, на три порядка (!), а значение α_K перехода $h\nu_4$ завышено приблизительно в два раза; значения $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ для перехода $h\nu_4$, по данным работ [5] и [25], отличаются друг от друга приблизительно в 5 раз.

Кроме того, в случае невысокой разрешающей способности удается определить лишь $\alpha_{\text{полн}}$ и в редких случаях грубо оценить α_K. Примером такой работы является работа [14], где на основании грубой оценки $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ найдено α_K по $\alpha_{\text{полн}}$.

Результаты измерения α_K, $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ и определения характера γ-излучения в работах, где использовались спектрометры с $R \sim 1\%$ и выше, в основном совпадают друг с другом. К этим работам можно отнести работы [2, 26, 35, 36] и нашу.

Во всех этих работах авторы приходят к заключению, что значение $\frac{\alpha_K}{\alpha_L}$ для перехода $h\nu_1$ хорошо согласуется со значением этого отношения для перехода типа $M4$ по кривым Гольдгабера и Саньяра. В нашей работе этот вывод подтверждается также и экспериментальным значением α_K, совпадающим с теоретическим α_K для переходов $M4$ по данным Розе с сотрудниками. Время жизни изомерного состояния хорошо согласуется с временем жизни, определенным теоретически для случая Nb и перехода типа $M4$ [28], а также с эмпирическим соотношением между временем жизни и энергией изомерных переходов типа $M4$, установленным Гольдгабером и Саньяром [28].

Для перехода $h\nu_2$ экспериментальные значения коэффициента конверсии, найденные в ряде работ, допускают переход типа $E2$ или $M1$, ибо теоретические значения α_K этих переходов в данном случае практически совпадают.

То же самое можно сказать и о переходе $h\nu_4$. Следует заметить, что категорическое утверждение, сделанное в работе [2] о γ-переходе $h\nu_4$ как переходе типа $M1$, не вытекает из экспериментальных данных, приведенных в этой работе.

Что касается перехода $h\nu_3$, то мы можем сравнивать наши данные с результатами лишь одной работы [26]. Значение α_K для $h\nu_3$ по этой работе отличается от нашего в 2,4 раза. Мы придерживаемся того мнения, что переход $h\nu_3$ есть переход типа $E1$; значение α_K в работе [26] согла-

суется лучше с переходом типа $E2$ или $M1$, хотя автор вообще не касается вопроса о характере перехода и не известна погрешность определения α_K в этой работе.

8. Схема распада $Zr^{95} \to Nb^{95} \to Mo^{95}$

Как уже отмечалось выше, схема распада Zr^{95} и Nb^{95} в основных чертах была установлена в работах Левингера, Недцеля, Брэди и др. [4—6] к 1945 г. Эта схема изображена на рис. 1, *а*. На рис. 1, *б* изображена схема распада, предложенная в 1951 г. Шпинелем [7]. До середины 1953 г. в литературе появилось еще две работы [3, 34], в которых доказывалась справедливость схемы распада, по существу аналогичной схеме Левингера и др.

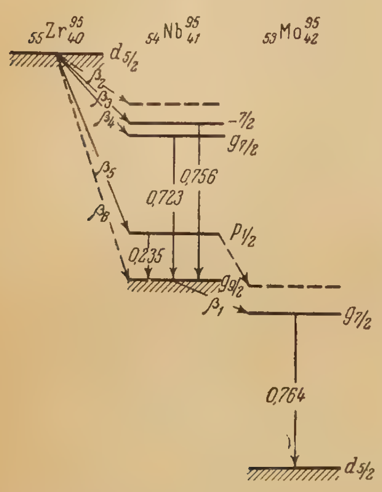


Рис. 4. Схема распада Zr^{95} и Nb^{95} по нашим данным (см. также [2])

Данные нашей работы позволяют построить несколько иную схему распада Zr^{95} и Nb^{95}, хотя и в этой схеме остаются некоторые неясные моменты.

Аналогичная схема распада (хотя и менее полная относительно характеристик уровней) приводится в работе Корка с сотрудниками [2]. В схеме Корка нет указаний на компоненты β_2 и β_6, предположительно вводится еще один уровень в Mo^{95} (752 keV) и делается предположение о существовании γ-перехода с энергией 16 keV между уровнями Mo^{95} 768 и 752 keV.

Схема распада по данным Корка и нашим изображена на рис. 4. По результатам наших измерений такая схема в общем не противоречива с точки зрения энергетического баланса и баланса интенсивностей.

Остановимся несколько подробнее на основных характеристиках уровней Zr^{95}, Nb^{95}, Mo^{95}.

В нашем случае они могут быть определены на основе данных:

1) о характере γ-переходов;
2) о β^--распаде и β-γ-угловой корреляции;
3) экспериментального определения спина ядер;
4) модели ядерных оболочек.

С точки зрения модели ядерных оболочек пятидесятым нейтроном $_{53}Mo^{95}_{42}$ в основном состоянии заканчивается заполнение 4-й оболочки, а остающиеся три нейтрона должны находиться на уровне $d_{5/2}$. Таким образом, основное состояние ядра Mo^{95} характеризуется четной четностью и имеет полный момент j, равный $5/2$. Это значение полного момента подтверждается измерением спина ядра Mo^{95} [38].

Характеристики основного состояния $_{54}Nb^{95}_{41}$ определяются сорок первым протоном, который располагается на уровне $g_{9/2}$ после заполнения уровня $3p$ сороковым протоном. Значение полного момента этого состояния подтверждается экспериментальным значением спина стабильного изотопа $_{52}Nb^{93}_{41}$, которое оказалось равным $9/2$. Как правило, добавление двух нейтронов при четном числе нейтронов не меняет значения j.

Характеристики основного состояния $_{55}Zr^{95}_{40}$ определяются пятью нейтронами, расположенными на уровне $d_{5/2}$ после заполнения оболочки пятидесятым нейтроном. Значение полного момента этого состояния согласуется с полным моментом основного состояния $_{53}Mo^{95}_{42}$, так как добавление двух протонов при четном Z, как правило, также не меняет значения j.

Рассмотрим теперь уровни возбуждения Nb^{95} и Mo^{95}.

Возбужденный уровень Mo^{95} 764 keV может быть уровнем $g_{9/2}$ или $g_{7/2}$ как по данным о характеристике γ-излучения, так и на основе разрешенного вида мягкой компоненты β^--спектра Nb^{95}. Модель ядерных оболочек отбирает из этих двух возможностей уровень $g_{7/2}$ как уровень последовательного возбуждения.

Изомерный переход Nb^{95} — это переход типа $M4$. Следовательно, изомерное состояние есть состояние $p_{1/2}$; β^--переход с основного состояния Zr^{95} $d_{5/2}$ на уровень $p_{1/2}$ сопровождается изменением четности и полного момента на две единицы. Следовательно, β^--спектр с $E_{гр} = 900$ keV должен быть запрещенным первого порядка и относиться к разряду спектров α-типа. Это подтверждается высоким значением $\lg \tau f$ этого спектра.

Следующий возбужденный уровень Nb^{95} (723 keV), судя по характеру γ-излучения ($h\nu_2$), может быть уровнем $g_{7/2}$ или $d_{5/2}$. Обе эти возможности согласуются с моделью ядерных оболочек, и вполне определенного выбора при помощи модели сделать невозможно. Это объясняется тем, что пары спиновых уровней в данной оболочке (уровней с различной ориентацией спина по отношению к орбитальному моменту), происходящие от соседних уровней прямоугольной потенциальной ямы, имеют тенденцию сближаться и даже изменять порядок расположения в зависимости от числа нуклонов в ядре. Таковы пары $f_{5/2}$ и $p_{3/2}$, $p_{1/2}$ и $g_{9/2}$, $g_{7/2}$ и $d_{5/2}$ и т. д. В таких случаях следует либо более однозначно определять характер γ-перехода с этого уровня, либо воспользоваться сведениями, которые может дать исследование возбуждения этого уровня β-распадом или каскадным γ-переходом (если таковой имеется).

В нашем случае уровень 723 keV возбуждается в результате β^--перехода. В случае перехода $d_{5/2} \to d_{5/2}$ соответствующая компонента спектра β_4 должна быть разрешенной. Однако этому противоречит высокое значение $\lg \tau f$ этого спектра. Величину $\lg \tau f$ компоненты β_4 можно согласовать лишь с переходом $d_{5/2} \to g_{7/2}$, предположив, что имеем дело с так называемым l-запретным β^--спектром. В этом случае переход, разрешенный с точки зрения изменения четности и спина (четность не меняется, $\Delta j = 1$), оказывается запрещенным согласно правилам отбора по орбитальному моменту. В нашем случае (четность не меняется, $\Delta j = 1$) l-запрет означает, что $\Delta l = 2$. Это действительно имеет место при переходе $d_{5/2} \to g_{7/2}$. Величина $\lg \tau f$ таких спектров возрастает и, как показывают экспериментальные данные, находится в пределах 6—8, что также согласуется с нашими данными. Форма l-запретного спектра совпадает с фермиевской, как это и предположено в нашей работе при выделении компоненты β_4 при помощи графика Кюри. Таким образом, уровень Nb^{95} 723 keV есть уровень $g_{7/2}$.

Рассмотрим следующий уровень возбуждения Nb^{95} 756 keV. Если переход $h\nu_3$ есть действительно переход типа $E1$, то уровень 756 keV может быть уровнем $f_{7/2}$ или $h_{11/2}$. С точки зрения модели ядерных оболочек уровень $h_{11/2}$ вполне допустим, как уровень последовательного возбуждения. Однако в этом случае β^--переход $d_{5/2} \to h_{11/2}$ оказывается запрещенным 3-го порядка и величина $\lg \tau f$ такого спектра (> 10) находится в резком противоречии с экспериментальной.

Уровень $f_{7/2}$ трудно увязать с моделью ядерных оболочек, но он хорошо согласуется с данными по β^--распаду. Действительно, β^--переход $d_{5/2} \to f_{7/2}$ есть запрещенный переход 1-го порядка. Величина $\lg \tau f$ такого β^--спектра согласуется с экспериментальной.

Если предположить, что γ-переход $h\nu_3$ есть переход типа $E2$ или $M1$, как это, повидимому, следует из работы Миттельмана [26], то в этом случае лишь уровень $d_{5/2}$ согласуется с моделью ядерных оболочек, однако β^--переход $d_{5/2} \to d_{5/2}$ — разрешенный, и величина $\lg \tau f$, ему соответствую-

щая, также противоречит экспериментальной. С β^--спектром согласуется лишь уровень $g_{7/2}$, что соответствует γ-переходу типа $M1$.

Таким образом, относительно характеристик уровня 756 keV можно сделать следующие выводы:

1) из нашей работы и работы Миттельмана [26] следует, что лучше всего с данными по β^--спектру согласуется уровень 756 keV с $j = 7/2$;

2) уровень 756 keV с таким значением j не укладывается в расположение уровней, предсказываемое обычной моделью ядерных оболочек; повидимому, этот уровень иного происхождения, чем обыкновенный уровень последовательного или дырочного возбуждения;

3) четность уровня 756 keV, по нашим данным, нечетная $(-7/2)$; из анализа работы Миттельмана следует четная четность $(+7/2)$;

4) уровень $-7/2$ лучше согласуется с экспериментальной величиной $\lg \tau f$ компоненты β_3, чем $+7/2$, если не делать специальных предположений об уменьшении вероятности β-переходов на этот уровень ввиду его необычного происхождения *.

К неясным моментам рассматриваемой схемы распада следует отнести уровни и переходы, отмеченные на рис. 4 пунктиром. О β^--переходах β_6 и β_2 говорилось выше. Однозначного экспериментального доказательства существования уровня Nb^{95} с энергией возбуждения 900 keV у нас нет.

Относительно β^--переходов с изомерного уровня Nb^{95} следует сказать, что характеристики некоторых уровней возбуждения Mo^{95} (например уровней $s_{1/2}$ или $d_{3/2}$ делают такие переходы возможными. Это не выглядит невероятным, так как известно, что уровни Mo^{95} возбуждаются переходами как с основного ($g_{9/2}$), так и с изомерного ($p_{1/2}$) состояний Tc^{95}.

Аналогичные переходы с основных и изомерных состояний изобар $Z-1$ и $Z+1$ на уровни изобара Z наблюдаются, например, в случае $Kr^{85} \rightarrow Rb^{85} \leftarrow Sr^{85}$.

Наконец, следует отметить, что в данной схеме распада остается неясным вопрос о β^--переходах с основного и изомерного состояний Nb^{95} на основное состояние Mo^{95} с граничными энергиями, весьма близкими к граничным энергиям компонент β-спектра β_5 и β_6.

Выражаю глубокую благодарность Б. С. Джелепову за руководство и обсуждение результатов настоящей работы, Н. А. Власову, под руководством которого был построен кэтрон, и К. П. Артемову за помощь, оказанную им при градуировке кэтрона.

Получена редакцией
26. VIII. 1954 г.

Цитированная литература

1. Слив Л., Пекер Л., ДАН СССР, **94**, 849 (1954).
2. Gork J. Le Blank J., Martin D., Nester W., Brice M., Phys. Rev., **90**, 579 (1953).
3. Slätis H., Zappa L., Ark. Fys., **6**, 81 (1953).
4. Levinger J., Rev. Mod. Phys., **20**, *4* (1948).
5. Nedzel V., Sampson M., Rev. Mod. Phys., **20**, *4* (1948).
6. Brady E., Engelkemeier D., Steinberg E., Rev. Mod. Phys, **20**, *4* (1948).
7. Шпинель В., ЖЭТФ, **21**, 1370 (1951).
8. Mandeville C., Sherb M., Phys. Rev., **73**, 1434 (1948).
9. Seaborg G., Perlman S., Rev. Mod. Phys., **20**, *4* (1948).
10. Корсунский М., Кельман В., Петров Б., ЖЭТФ, **14**, 394 (1944).
11. Джелепов Б., Башилов А., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 263 (1950).
12. Антоньева Н., Башилов А., Джелепов Б., Золотавин А., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 299 (1950).

* Наши выводы о характеристиках и необычной природе уровня 756 keV подтверждаются коллективной моделью ядер, разрабатываемой в последние годы. С точки зрения этой модели уровень 756 keV относится к коллективным и не должен описываться в рамках простой модели ядерных оболочек [1].

13. Stump R., Frankel S., Phys. Rev., **79**, 243 (1950).
14. Fan C., Phys. Rev., **87**, 252 (1952).
15. Sagane R., Kojima S., Migamoto G., Ikawa M., Phys. Rev., **57**, 1179 (1940).
16. Goldschmidt B., Perlman I., Rev. Mod. Phys., **20**, *4* (1948).
17. Engelkemeier D., Brady E., Rev. Mod. Phys., **20**, *4* (1948).
18. Mitchell A., Brown M., Ark. Fys., 6, 81 (1953).
19. Lyon W., Hudgens J., Nucl. Data, IX (1950); IV, XI (1951).
20. Pool M., Edwards J., Phys. Rev., 67, 60 (1945).
21. Grummitt W., Wilkinson G., Nature, **158**, 163 (1946).
22. Mandeville C., Sherb M., Phys. Rev., **74**, 1248, 1266 (1948).
23. Mandeville C., Sherb M., Phys. Rev., **74**, 888 (1948).
24. Hudgens J., Lyon W., Phys. Rev., 75, 206 (1949).
25. Sturcken E., Weber A., Phys. Rev., **91**, 484 (1953).
26. Mittelman P., Phys. Rev., **91**, 484 (1953).
27. Rose M., Goertzel G., Spinrard B., Harr J., Strong P., Phys. Rev., **83**, 79 (1951).
28. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., **83**, 906 (1951).
29. Jurney E., Wollan E., Rev. Mod. Phys., **20**, *4* (1948).
30. Steinberg E., Rev. Mod. Phys., **20**, *4* (1948).
31. Rall W., Wilkinson G., Phys. Rev., **71**, 321 (1947).
32. Medicus H., Preiswerk P., Scherrer P., Helv. Phys. Acta, 23, 299 (1950).
33. Preiswerk P., Stählin P., Helv. Phys. Acta, 24, 300 (1951).
34. Mandeville C., Shapiro E., Mendenhall R., Zucker E., Conklin G., Phys. Rev., **89**, 559 (1953).
35. Maerker R., Birkoff R., Phys. Rev., **89**, 1159 (1953).
36. Долишнюк Б., Драбкин Г., Орлов В., Русинов Л., ДАН СССР, **92**, 1141 (1953).
37. Sherb M., Mandeville C., Bull. Am. Phys. Soc., **23**, *3*, 56 (1948); *1*, 19 (1948).
38. Feenberg E., Phys. Rev., **77**, 774 (1950).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР
Т. XVIII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

А. Г. ДМИТРИЕВ и П. П. ЗАРУБИН

ИССЛЕДОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ Rb^{86}

1. Введение

Радиоактивный Rb^{86}, обнаруженный впервые Снеллом в 1937 г. [1] при облучении рубидия медленными нейтронами, стал объектом сравнительно большого числа исследований.

Период полураспада Rb^{86}, по наиболее точным измерениям [2—4], оказался равным $19{,}5 \pm 1$ дн. Удалось установить также, что этот изотоп посредством β^--распада переходит из своего основного состояния в основное же состояние Sr^{86}, а также в одно высоко возбужденное состояние Sr^{86} с последующей разрядкой его γ-квантами; конверсионные электроны от этого ядерного перехода не наблюдались.

Вполне вероятно также, что Rb^{86} из основного состояния переходит в Kr^{86} путем β^+-распада и K-захвата.

Схема распада Rb^{86} в основных чертах была установлена в 1948 г. Заффарано, Керном и Митчеллом [3]. Эта схема изображена ниже (стр. 587) на рис. 3. В ряде последующих работ она подтверждалась и уточнялась. К началу исследования Rb^{86} на нашем приборе, т. е. к ноябрю 1953 г., в схеме распада этого изотопа оставались неясными следующие моменты:

1) в то время как жесткая компонента β^--спектра в результате ряда исследований была отнесена к спектрам α-типа, относительно формы мягкой его компоненты и степени ее запрещенности существовали противоречивые мнения; представляло также интерес проверить «уникальность» жесткой компоненты в условиях высокой разрешающей способности β-спектрометра;

2) процентное соотношение мягкой и жесткой компонент β^--спектра было определено всего в трех работах, в том числе лишь в одной спектрометрической работе [3]; результаты всех трех работ сильно расходились в оценке этого соотношения; в спектрометрической работе при этой оценке не учитывалась нефермиевская форма жесткой компоненты, что привело к снижению ее интенсивности;

3) энергия ядерного перехода в Sr^{86} была определена лишь в трех работах, в том числе в двух спектрометрических, в условиях невысокой разрешающей способности; не известен был характер γ-перехода, а момент и четность возбужденного состояния Sr^{86} были определены неоднозначно

4) не была исследована ветвь превращения Rb^{86} в Kr^{86} путем β^+-распада или K-захвата (были лишь установлены верхние пределы отношений K/β [5] и β^+/β^- [6, 7]).

В данной работе исследование излучения Rb^{86} производилось на магнитном β-спектрометре с улучшенной фокусировкой — кэтроне, описание которого дано в работе [8]. В результате настоящего исследования удалось выяснить часть из перечисленных выше неясных моментов в схеме распада Rb^{86}.

По ряду вопросов окончательные выводы мы не смогли сделать из-за наличия в нашем препарате радиоактивных примесей (S^{35} и, вероятно, других радиоактивных изотопов), и некоторые результаты нашего иссле-

дования (особенно исследования γ-излучения) необходимо подвергнуть дальнейшей проверке; поэтому данное исследование излучения Rb^{86} следует считать предварительным.

2. Условия измерений на кэтроне

При изучении β^--спектра Rb^{86} и спектра фотоэлектронов регистрация электронов производилась одним счетчиком, работавшим на гасящей смеси газов — аргона и метана (30 % CH_4 и 70 % Ar). Применение в качестве гасящей смеси $Ar + CH_4$ увеличило длину плато приблизительно на 30 % по сравнению с длиной плато при работе на смеси $Ar + C_2H_2$ [8].

Входное окно счетчиковой камеры было заклеено десятислойной органической пленкой с общей поверхностной плотностью $\sim 0{,}02$ мг см$^{-2}$; такая пленка пропускала электроны с энергией 3,5—4,0 keV.

Радиоактивный препарат, содержащий Rb^{86}, был получен нами в виде небольшого размера кристаллов хлористого рубидия, облученных медленными нейтронами. Этот препарат содержал в себе значительную примесь радиоактивной S^{35}. Исследование состава β^--спектра и скорости спадания его интенсивности показали, что других радиоактивных примесей с периодом полураспада и с граничными энергиями β^--спектров, значительно отличающимися от периода полураспада и известных из литературы граничных энергий компонент β^--спектра Rb^{86}, повидимому, нет.

Однако не исключена возможность присутствия в препарате других примесей — радиоактивных изотопов, испускающих позитроны или превращающихся путем *K*-захвата, с периодом полураспада порядка 10 дн и выше.

Радиоактивный Cs^{134}, часто являющийся спутником Rb^{86}, полученного по реакции (n, γ), в нашем препарате, как можно судить по измерениям β^--спектра и спектра фотоэлектронов, практически отсутствовал.

Источник для исследования β^--спектра и спектра конверсионных электронов Rb^{86} был приготовлен путем выпаривания водного раствора хлористого рубидия на алюминиевую фольгу с поверхностной плотностью $\sim 1{,}5$ мг см$^{-2}$.

Из алюминиевой фольги с находившимся на ней слоем активного вещества была вырезана прямоугольная полоска размерами $0{,}9 \times 19$ мм; поверхностная плотность активного вещества составляла $\sim 0{,}2$ мг см$^{-2}$.

Расчетная разрешающая способность прибора при этом составляла $\sim 0{,}6\%$. Ввиду сравнительно малой толщины источника можно было надеяться получить экспериментальную разрешающую способность, весьма близкую к расчетной уже в области энергии 200—250 keV.

К сожалению, это заключение проверить не удалось ввиду отсутствия на экспериментальном β^--спектре линий конверсионных электронов.

Для исследования γ-излучения Rb^{86} по спектру фотоэлектронов было изготовлено два источника.

Первый источник представлял собой цилиндрический медный футляр, по образующей которого была наклеена свинцовая фольга, имевшая размеры $1{,}5 \times 18{,}5$ мм и поверхностную плотность ~ 21 мг см$^{-2}$. В футляр был засыпан порошок, полученный растиранием кристаллов активного хлористого рубидия.

Второй источник был приготовлен специально для исследования предполагаемого в области малых энергий γ-излучения Rb^{86}. В этом случае активный порошок был помещен в футляр, сделанный из тонкой медной фольги и покрытый с внешней стороны слоем олова. Источник фотоэлектронов (олово) имел размеры $2{,}8 \times 20$ мм и поверхностную плотность в среднем 10 мг см$^{-2}$.

3. β^--Спектр Rb^{86}

Общий вид β^--спектра в обычных координатах представлен на рис. 1. Как отмечалось выше, в нашем препарате имелась примесь радиоактивной S^{35}. На рис. 2 β^--спектр изображен, начиная от энергии 175 keV, т. е. за граничной энергией β^--спектра S^{35}. Участок спектра $175 \div 1800$ keV, построенный по большому числу экспериментальных точек, в дальнейшем и анализируется. Статистическая погрешность измерений составляла в среднем $1{,}5 \div 2{,}5\%$. Все экспериментальные точки спектра приведены к одному времени измерений. Контрольные измерения, проведенные через 85 дн после основной серии измерений, показали, что интенсивность β^--спектра падала в соответствии с периодом $T = 19$ дн.

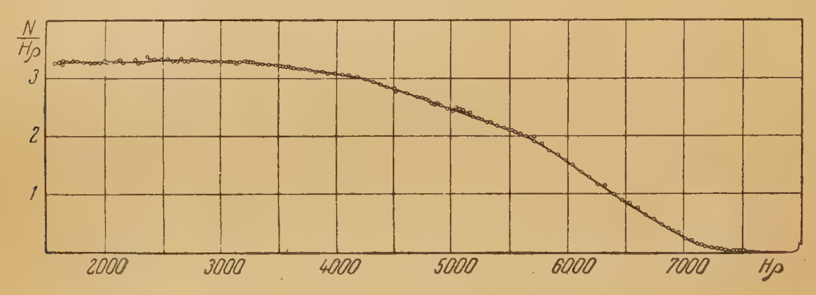


Рис. 1. β^--Спектр Rb^{86}

На фоне непрерывного спектра не обнаружено ни одной линии конверсионных электронов.

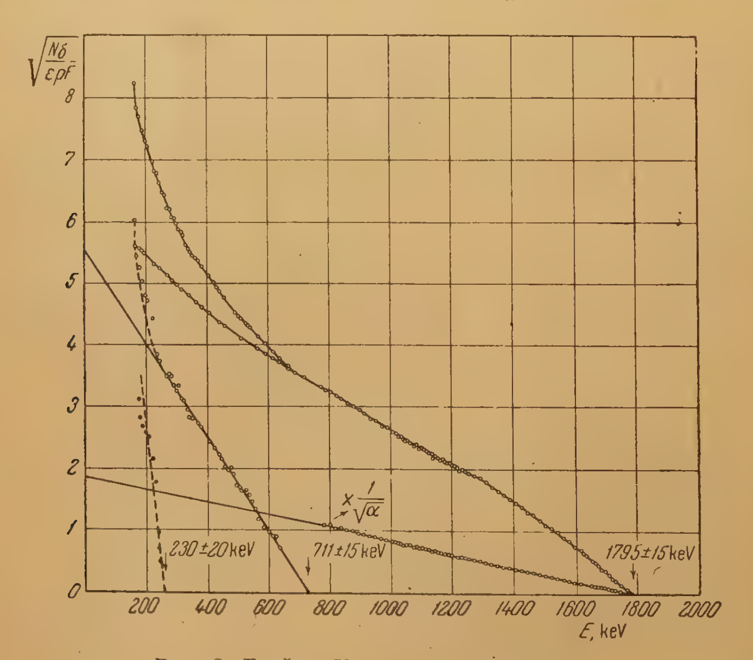


Рис. 2. График Кюри β^--спектра Rb^{86}

На рис. 2 изображен график Кюри β^--спектра. Как видно из рисунка, график Кюри жесткой компоненты β_1 спектра имеет при энергиях, больших $E_{гр}/2$, «вздутие», характерное для «уникальных» спектров.

Известно, что форма спектра перехода с изменением спина на две единицы и изменением четности («уникальный» спектр или спектр α-типа)

отличается от формы разрешенного спектра на множитель α, который увеличивает долю энергичных электронов и, в случае $E_{\text{гр}} > 2$, также и долю электронов с малой энергией.

Множитель α для «уникальных» спектров может быть приближенно представлен следующим образом:

$$\alpha \approx (E_{\text{гр}} - E)^2 + E^2 - 1.$$

Приближение состоит в том, что не учитывается зависимость α от Z. Однако для небольших Z учет зависимости α от Z приведет к малым изменениям величины этого множителя.

График Кюри «уникального» спектра отличается от графика Кюри разрешенного спектра, т. е. от прямой линии, на множитель $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$.

Следовательно, умножение всех точек экспериментального графика Кюри на множитель $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$ должно спрямить график Кюри «уникального» спектра.

В соответствии с этими выводами все точки нашего экспериментального графика Кюри на участке $780 \div 1800$ keV были умножены на $\frac{1}{\sqrt{\alpha}}$. Как видно из рисунка, указанная операция очень хорошо спрямила график Кюри, что является подтверждением «уникальности» жесткой компоненты β^--спектра Rb^{86}. По нашим измерениям граничная энергия этого спектра равна 1795 ± 15 keV. Величина $\lg \tau f$ составляет $\sim 8{,}6$, что также соответствует спектрам α-типа.

Дальнейший анализ графика Кюри проходил следующим образом. Прямая линия спрямленного графика Кюри была продолжена от 780 keV до 175 keV. Точки прямой, соответствующие экспериментальным точкам в этой области энергий, были умножены на $\sqrt{\alpha}$. Эта операция позволила построить неспрямленный график Кюри жесткого спектра при энергиях, меньших 780 keV. Как видно из рисунка, плавный ход графика Кюри в районе 780 keV не нарушается. Кроме того, заметно увеличение числа мягких электронов по сравнению с их количеством в случае разрешенного спектра; это и следовало ожидать, так как в нашем случае $E_{\text{гр}} = 4{,}51$ (в единицах m_0c^2).

После вычитания жесткой компоненты из суммарного спектра для оставшейся мягкой компоненты был вновь построен график Кюри, оказавшийся прямолинейным вплоть до энергии 230—250 keV. Граничная энергия мягкой компоненты β_2 составляет 711 ± 15 keV.

Относительные интенсивности компонент спектра β_1 и β_2 оказались равными 86 и 14 % соответственно.

Отступления от прямолинейности на графике Кюри мягкой компоненты спектра в области энергии $175 \div 230$ keV нельзя объяснить аппаратурными причинами ввиду сравнительно малой толщины источника.

Как показывают наши измерения и анализ таблиц изотопов, мало вероятно также и то, что причиной этих отступлений является наличие радиоактивной примеси, имеющей мягкий β^--спектр.

Можно высказать два предположения, объясняющих кривизну графика Кюри ниже 230—250 keV:

1) компонента спектра β_2 — запрещенная и ее график Кюри — не прямая линия;

2) имеется еще одна более мягкая компонента β^--спектра (β_3) с граничной энергией вблизи 230—250 keV и с интенсивностью порядка нескольких процентов (1—5 %).

Относительно первого предположения следует заметить, что опыты по β-γ-угловой корреляции для Rb^{86}, выполненные различными авто-

рами в 1950 и 1951 гг. [9—12], показывают, что такая корреляция действительно имеет место. Несмотря на всю неточность этих опытов, повидимому, удалось установить, что вид функции корреляции, знак и величина корреляции (имеется в виду знак и величина коэффициента ε в функции корреляции $1+\varepsilon\cos^2\theta$) соответствовали первому запрещению компоненты β_2 и форме ее, мало отличающейся от формы разрешенного спектра. Величина $\lg\tau f$ компоненты β_2, равная 7,7, также подтверждает этот вывод.

В этом случае одно первое предположение не может объяснить наблюдаемую на опыте кривизну графика Кюри компоненты спектра β_2.

Второе предположение наталкивается на трудности, связанные с отсутствием у нас убедительных экспериментальных доказательств существования компоненты спектра β_3. График Кюри, построенный по небольшому числу экспериментальных точек, полученных после вычитания компоненты β_2, как фермиевской, соответствует прямой линии. Однако участок спектра, подвергнутый такому анализу, незначителен ($175 \div 230$ keV).

Таким образом, для выбора между указанными двумя предположениями необходимы дополнительные опыты. Вполне возможно, что справедливы оба предположения. В этом случае граничная энергия компонентов β_3 будет меньше.

4. Сравнение результатов измерений β^--спектра Rb^{86} по данным различных авторов

До последнего времени было выполнено сравнительно большое число работ, в которых определялись граничные энергии и относительные интенсивности отдельных компонент β^--спектра Rb^{86}.

Результаты этих работ, а также нашей работы представлены в таблице.

Как видно из таблицы, в пяти работах для анализа β^--спектра Rb^{86} был использован метод поглощения. Ввиду больших погрешностей этот метод не может претендовать на большую точность в определении граничных энергий и относительных интенсивностей отдельных компонент β^--спектра.

Поэтому не удивительно, что граничные энергии жесткой компоненты спектра E_{β_1}, определенные в работах [2, 16], расходятся между собой приблизительно на 440 keV, а относительные интенсивности мягкой компоненты β_2, определенные в работах [15, 18], отличаются друг от друга почти в три раза.

Остановимся несколько подробнее на результатах некоторых спектрометрических работ, позволивших значительно точнее определить граничные энергии компонент E_{β_1} и E_{β_2} и относительные интенсивности этих компонент, а также судить о степени запрещенности соответствующих β^--переходов.

Первой спектрометрической работой по исследованию β^--спектра Rb^{86} является работа Хаагштрома [13], выполненная в 1942 г. Соленоидальный спектрометр, использованный автором для изучения β^--спектра, имел разрешающую способность $\sim 5\%$. β^--Спектр был измерен с невысокой статистической точностью. Большой разброс экспериментальных точек, а также малое их число (18 точек на всем спектре) не позволили автору не только получить достоверные сведения о форме жесткой компоненты β^--спектра, но и выделить мягкую компоненту β^--спектра; вблизи энергии 0,7 MeV на графике Кюри имеется слабый перегиб, но он автором не обсуждается.

Заффарано, Керн и Митчелл в 1948 г. использовали для исследования излучения Rb^{86} магнитнолинзовый спектрометр. Эта работа по полноте и качеству исследования является одной из лучших спектрометрических работ по Rb^{86}, выполненных до настоящего времени.

Источники, использованные в работе, имели толщину $0{,}45 \div 9$ мг см$^{-2}$.

Разрешающая способность была невысокой и составляла несколько процентов.

Авторам работы удалось впервые выделить мягкую компоненту β^--спектра Rb^{86}, определить относительные интенсивности обеих компонент β^--спектра, установить по графику Кюри, что жесткая компонента имеет форму запрещенного спектра. Однако авторы вычитали эту компоненту из суммарного, как спектр фермиевского типа, ориентировочно проводя через экспериментальные точки на графике Кюри прямую линию. Начиная с энергии 250 keV, график Кюри для компоненты β_2 отклоняется от прямой соответственно увеличению числа мягких электронов. Однако это отклонение авторами не обсуждается.

Следующая работа была выполнена Майзером и Риджуэем в 1950 г. [17]. Эта работа является ценной по той причине, что в ней впервые для выделения мягкой компоненты β^--спектра в спектрометре используются β-γ-совпадения. Спектрометр был магнитнолинзового типа и обеспечивал разрешающую способность 3 ÷ ÷15% в зависимости от изучаемой области энергий. Источники, полученные выпариванием в вакууме, имели толщину 0,4 и 1 мг см$^{-2}$.

Оказалось, что график Кюри компоненты β_2 близок к прямой линии. Это соответствовало разрешенному

Результаты исследования компонент β^--спектра Rb^{86} по данным различных авторов

№ п/п	Авторы, год	E_{β_1}, MeV	I,%	E_{β_2}, MeV	I,%	Метод	Литература
1	Гельмгольц, Плечер, Стаут (1941)	1,56 ± 0,05	—	—	—	Поглощение с анализом по Физеру	[2]
2	Хаагштром (1942)	1,6 ± 0,3	—	—	—	Соленоидальный спектрометр, $R \sim 5\%$	[13]
3	Фельдман, Гленденин (1946)	1,80	—	—	—	Поглощение	[14]
4	Заффарано. Керн, Митчелл (1948)	1,822 ± 0,014	80	0,716 ± 0,020	20	Магнитнолинзовый спектрометр	[3]
5	Джорнэй (1948)	1,82	67	0,56	33	Поглощение в Al с анализом по Блейеру и Цюнти	[15]
6	Джокерман, Перлман (1949)	2,0	—	—	—	Поглощение	[16]
7	Майзер, Риджуэй (1950)	1,80 ± 0,01	—	0,714 ± 0,010	—	Магнитнолинзовый спектрометр с β-γ-совпадениями, $R \sim 3$—15 %	[17]
8	Мандевилл, Шапиро (1950)	—	—	—	12 ± 2	β-γ-Совпадения	[18]
9	Маклин, Лидовский, Ву (1951)	1,760 ± 0,010	—	0,670 ± 0,005	—	Соленоидальный спектрометр с β-γ-совпадениями $R \sim 10$ %	[19]
10	Пальмер, Ласлетт (1951)	—	—	0,67	—	Сцинтилляционный спектрометр	[20]
11	Моро, Перез (1952)	1,79	—	—	—	Спектрометр	[21]
12	Наши данные, 1953	1,795 ± 0,015	86	0,711 ± 0,015	14	Кэтрон, $R \sim 0{,}6$—0,8%	
				$E_{\beta_3} \sim 0{,}230$(?)	1—5		

спектру с $E_{гр} = 726 \pm 10$ keV или спектру первого запрещения с $E_{гр} = 714 \pm 10$ keV. Авторы отдали предпочтение второй возможности.

Следует заметить, что на графике Кюри компоненты β_2 отклонения, соответствующие увеличению числа мягких электронов, так же как и в работе [3], начинаются приблизительно с 200 keV. В работе [17] также подтверждается запрещенный вид компоненты β_1 и впервые устанавливается его «уникальность» (спектр α-типа).

Как видно из изложения наиболее важных спектрометрических работ, а также из рассмотрения таблицы, результаты всех спектрометрических работ удовлетворительно совпадают между собой в отношении определения граничных энергий спектров, за исключением работ [19, 20].

Наши измерения отличаются от предыдущих применением аппаратуры с лучшей разрешающей способностью, что с бо́льшим основанием позволяет говорить о форме парциальных β^--спектров.

Относительные интенсивности этих компонент определены нами, в отличие от работы [3], с учетом запрещенности компоненты β_1.

Кроме того, наши измерения позволяют выдвинуть предположение о наличии третьей, еще более мягкой компоненты спектра Rb^{86}. Как видно из изложения работ других авторов, выполненных в различных условиях, на экспериментальных графиках Кюри компоненты β_2 также заметно отступление от прямолинейности в области энергий, меньших 250 keV. Однако это отступление авторами указанных работ не обсуждается.

Если компонента β_3 действительно существует, оба значения интенсивности компонент β_1 и β_2 будут несколько меньше табличного.

5. γ-Излучение Rb^{86}

Исследование γ-излучения Rb^{86} производилось путем изучения спектра фотоэлектронов с описанными выше источниками. В основных измерениях (со свинцовой мишенью) была изучена область энергий $4 \div 1200$ keV.

В этой области удалось обнаружить пять фотоэлектронных линий, выделяющихся на фоне непрерывного спектра электронов отдачи, а в жесткой области также и на фоне жесткой компоненты β^--спектра, частично прошедшей через стенки медного футляра.

В области энергий электронов 420 — 440 keV в результате трех серий измерений обнаружены две, почти полностью разрешенные линии фотоэлектронов. Полуширина этих линий составляет приблизительно 2—2,2 %, что находится в хорошем согласии с результатами изучения спектров других препаратов в сходных условиях. Наиболее вероятные значения энергий γ-лучей, соответствующих этим фотоэлектронным линиям, составляют $h\nu_2 = 509 \pm 3$ keV и $h\nu_3 = 526 \pm 3$ keV.

Интенсивность γ-лучей $h\nu_3$ приблизительно на 20% выше интенсивности γ-лучей $h\nu_2$.

В области энергии 1000 keV также в результате трех серий измерений обнаружены три фотоэлектронные линии, две из которых почти полностью слиты. При этом следует отметить, что наличие более жесткой из слившихся линий проявляется как изменение наклона спада более мягкой линии, а также ведет к аномально большой полуширине мягкой линии (~2%). Полуширина линий в этом районе энергий в данных условиях измерения должна составлять ~1,5 %.

Наиболее вероятные значения энергии γ-лучей, соответствующих этим фотоэлектронным линиям, составляют $h\nu_4 = 1065 \pm 4$ keV и $h\nu_5 = 1079 \pm$ ± 4 keV.

Третья фотоэлектронная линия из этой группы линий состоит, по-видимому, из двух L-линий фотоэлектронов, вырванных γ-лучами h

и $h\nu_5$. После прибавления значения энергии связи электронов свинца на L-уровне к энергии третьей фотоэлектронной линии мы получили значение энергии γ-лучей, равное ~ 1067 keV.

Приблизительная оценка интенсивностей γ-лучей показывает, что $\frac{I_{h\nu_4}}{I_{h\nu_5}} \sim 1{,}2$, а $\frac{I_{h\nu_5}}{I_{h\nu_3}} \sim 2{,}5$.

В последнем отношении учтено завышение интенсивности более жестких γ-лучей в данных условиях измерений на нашем спектрометре по сравнению с интенсивностью более мягких γ-лучей.

Ввиду того, что были обнаружены две пары близко расположенных по энергиям γ-линий, мы предприняли исследование спектра фотоэлектронов и электронов отдачи в условиях, благоприятных для обнаружения мягких γ-квантов; последние могли быть связаны с переходами между двумя близкими по энергии уровнями.

С этой целью мы использовали описанный выше источник с оловянной мишенью. С этим источником была исследована область энергий $3{,}5 \div 35$ keV.

В результате трех серий измерений была обнаружена слабая фотоэлектронная линия с энергией 5,3 keV.

Если бы это были фотоэлектроны, вырванные γ-лучами с K-уровня Sn, то при энергии ~ 30 keV должна была бы проявиться линия фотоэлектронов с L-уровня Sn, по крайней мере, со сравнимой интенсивностью. Однако никаких других линий в указанной области энергий мы не обнаружили. Повидимому, обнаруженная линия связана с фотоэлектронами, вырванными γ-лучами не с K-уровня, а с L-уровня Sn. В таком случае энергия соответствующих γ-лучей $h\nu_1$ составляет 10 ± 1 keV.

Связь обнаруженных γ-лучей с распадом Rb^{86} окончательно не установлена, так как не были произведены измерения скорости спадания интенсивности соответствующих фотоэлектронных линий и контрольные опыты с химически чистым Rb^{86}.

Следует заметить, что энергии $h\nu_4$ и $h\nu_5$ весьма близки к энергии γ-лучей Rb^{86}, определенной в спектрометрических работах Заффарано, Керна и Митчелла [3] и Майзера и Риджуэя [17].

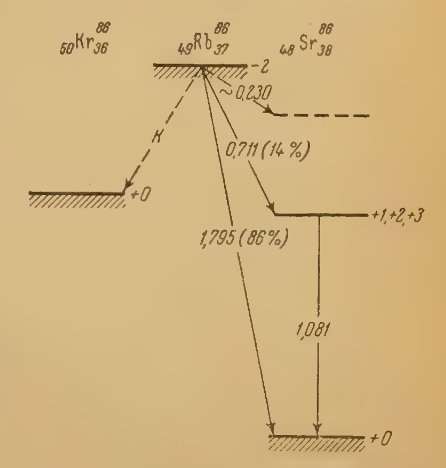


Рис. 3. Схема распада Rb^{86}. (Энергии и относительные интенсивности β^--переходов указаны по нашим данным)

6. Схема распада Rb^{86}

Схема распада Rb^{86}, в основных чертах установленная Заффарано, Керном и Митчеллом, приведена на рис. 3 (мы дополнили эту схему указанием на возможный K-захват и компоненту β_3 и β^--спектра).

В работах [9, 12, 17, 22] были установлены моменты и четности основных состояний Rb^{86} и Sr^{86} и возбужденного состояния Sr^{86}. Наши результаты подтверждают эти выводы относительно моментов и четностей. Действительно, основное состояние четно-четного ядра ${}_{48}Sr^{86}_{38}$ имеет момент 0 и, повидимому, четную четность. В таком случае на основании «уникальности» жесткого спектра Rb^{86} и отсутствия β-γ-совпадений для этого спектра [17] можно заключить, что основное состояние Rb^{86} имеет момент 2 и нечетную четность. Этот вывод согласуется с результатами

работы Бэллами и Смита [22], измеривших магнитно-резонансным методом спин и магнитный момент Rb^{86}. По данным этой работы, спин Rb^{86} равен 2, а $\mu = -1,69$. Значение μ находится в согласии с конфигурацией нечетно-нечетного ядра ${}_{49}Rb^{86}_{37}$, предсказываемой моделью ядерных оболочек.

Эта конфигурация (протоны — $f_{5/2}$, нейтроны — $g_{9/2}$) действительно имеет нечетную четность.

Основное состояние четно-четного ядра ${}_{50}Kr^{86}_{36}$ имеет момент 0 и, по-видимому, также четную четность. В таком случае переход $Rb^{86} \rightarrow Kr^{86}$ (основное состояние) будет запрещенным в той же степени, что и переход $Rb^{86} \rightarrow Sr^{86}$ (основное состояние).

Рассмотрим возбужденное состояние Sr^{86}.

Анализ формы β^--спектра 0,711 MeV, значение $\lg \tau f$, а также результаты опытов по β-γ-угловой корреляции согласуются с представлением о первой степени запрещения этого β^--спектра, исключая спектр α-типа. В этом случае момент возбужденного состояния может быть 1, 2 или 3 и четная четность.

Анализ первых возбужденных уровней четно-четных ядер [23, 24] показывает, во-первых, что значение энергии первого уровня возбуждения Sr^{86} должно находиться между 1 MeV и 1,5 MeV, что согласуется с экспериментальным значением; во-вторых, для первого уровня возбуждения наиболее вероятным моментом является момент, равный 2.

Если в дальнейшем будет более строго доказано существование компоненты спектра β_3 и окончательно установлена связь обнаруженных нами γ-лучей, неизвестных ранее, с распадом Rb^{86}, то схема распада этого изотопа усложнится. При этом нужно будет принять во внимание, что $h\nu_2 \approx h\nu_3 \approx E_{\beta_2} - E_{\beta_3}$, а $h\nu_1 \approx h\nu_5 - h\nu_4$.

Авторы выражают глубокую благодарность Б. С. Джелепову за руководство и обсуждение результатов данной работы.

Получена редакцией
26. VIII. 1954 г.

Цитированная литература

1. Snell A., Phys. Rev., 52, 1007 (1937).
2. Helmholz A., Plecher C., Stout P., Phys. Rev., 59, 902 (1941).
3. Zaffarano D., Kern B., Mitchell A., Phys. Rev., 74, 682 (1948).
4. Wäffler H., Hirzel O., Helv. Phys. Acta, 21, 200 (1948).
5. Schwartz R., Perlman M., Bernstein W., Phys. Rev., 91, 883 (1953).
6. Barber W., Phys. Rev., 72, 1156 (1947).
7. Mims W., Halban H., Proc. Phys. Soc., 64A, 311 (1951).
8. Зарубин П., см. в этом номере журнала стр. 563.
9. Frankel S., Phys. Rev., 77, 747 (1950); 79, 243 (1950).
10. Ridgeway S., Phys. Rev., 79, 243 (1950).
11. Novey T., Phys. Rev., 78, 66 (1950).
12. Stevenson D., Deutsch M., Phys. Rev., 83, 1202 (1951).
13. Haagstrom E., Phys. Rev., 62, 144 (1942).
14. Feldman M., Glendenin L., Rev. Mod. Phys., 20, 4 (1948).
15. Jurney E., Phys. Rev., 74, 1049 (1948).
16. Goeckerman R., Perlman I., Phys. Rev., 76, 628 (1949).
17. Muether H., Ridgeway S., Phys. Rev., 80, 750 (1950).
18. Mandeville C., Shapiro E., Phys. Rev., 77, 439 (1950).
19. Maklin P., Lidofsky L.. Wu C., Phys. Rev., 82, 334 (1951).
20. Palmer J., Laslett L., Rev. Mod. Phys., 25, 469 (1953).
21. Moreau J., Perez J., C. R., 235, 38 (1952).
22. Bellamy E., Smith K., Phil. Mag., 7(44), 33 (1953).
23. Goldhaber M., Sunyar A., Phys. Rev., 83, 906 (1951).
24. Sharff-Goldhaber G., Phys. Rev., 90, 587 (1953).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XVIII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

Э. Е. БЕРЛОВИЧ

СВЕТОСИЛЬНЫЙ СПЕКТРОМЕТР СЕКТОРНОГО ТИПА С УЛУЧШЕННОЙ ФОКУСИРОВКОЙ

1. Введение

Развитие исследований в области ядерной спектроскопии привело к созданию новых типов спектрометров высокой разрешающей силы: в кэтроне Б. С. Джелепова и А. А. Башилова [1] полуширина линии (ширина на половине максимума) доведена до 0,15 %, в приборе Сайдея и Сильверстона [2] — до 0,13 %, наконец, в приборе В. М. Кельмана и др. [3] она составляет менее десятой доли процента. Подобного рода приборы особенно важны, например, при исследованиях слабых γ-линий, при разрешении близких по энергии линий, а также для разделения линий внутренней конверсии на различных электронных оболочках атома и, особенно, на подгруппах одной и той же оболочки (например L-подгруппах). Эти исследования существенны для установления мультипольности ядерных переходов.

Однако диапазон разрешающих способностей спектрометров, применяемых в ядерных экспериментах для различных задач, весьма широк: если нижняя граница полуширины линии определяется примерно десятой долей процента, то верхняя граница составляет десятки процентов (см., например, сводку в обзоре Персико [4]). В качестве задачи, требующей спектрометра с большой полушириной линии (малой разрешающей способностью), можно указать, например, на исследования угловой β-γ-корреляции, где для повышения скорости счета β-γ-совпадений прибор должен захватывать большой интервал энергий. В исследованиях по β-распаду для получения правильной формы спектра нет надобности в приборах с предельно малыми полуширинами линий, однако применение приборов со слишком большой полушириной приведет к искажению формы спектра. Полуширина в 2—3 % является вполне удовлетворительной для правильной передачи формы β-спектров.

В целом ряде спектрометрических исследований возникает потребность не столько в большой разрешающей способности приборов, сколько в большой их светосиле. Это относится, например, к исследованиям спектров излучений от источников малой удельной активности, а также к опытам, в которых спектрометрические измерения сочетаются с методикой совпадений.

Сочетание большой светосилы с хорошей разрешающей способностью представляет, как известно, задачу противоречивую: простое увеличение углов захвата с целью повышения светосилы влечет ухудшение разрешающей способности прибора.

Существуют различные пути преодоления этой трудности. В спектрометрах с поперечной фокусировкой для сохранения хорошей разрешающей способности при увеличении углов пользуются специальным выбором топографии магнитного поля в межполюсном пространстве (М. И. Корсунский, В. М. Кельман, Б. Петров [5] или Ланжер и Кук [6]); в спектро-

метрах с продольной фокусировкой, обладающих большой светосилой, с той же целью применяются корректирующие катушки.

Ниже описывается метод фокусировки широко расходящихся пучков в спектрометрах секторного типа. Этот метод позволил осуществить спектрометр с поперечной фокусировкой, сочетающий хорошую разрешающую способность, достаточную для многих физических задач (полуширина линий около 2 %), с большой светосилой, свойственной спектрометрам с продольной фокусировкой (1 % от полного телесного угла). Сама техника фокусировки данного прибора представляет неизмеримо более простую задачу, чем, например, прибора типа кэтрон. Одним из достоинств этого спектрометра является то, что и источник, и детектор расположены вне магнитного поля.

2. Фокусирующие свойства секториальных магнитных полей

Фокусирующие свойства секториального магнитного поля, рассмотренные в работах Стефенса [7] и Барбера [8], иллюстрируются рис. 1 для симметричного расположения источника и изображения.

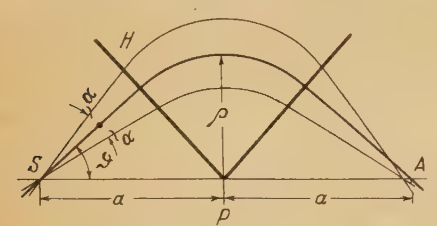


Рис. 1. Фокусирующее действие секториального магнитного поля для симметричного расположения источника S и изображения A

Частицы, выходящие из точечного источника S, проходя сквозь секториальное магнитное поле H, собираются в полосу конечной ширины. Ширина этого изображения (аберрация) дается выражением:

$$S = a\alpha^2 \sin\vartheta, \tag{1}$$

где 2α — угол расходимости, a — расстояния от источника и изображения до вершины сектора, ϑ — угол наклона осевого луча в месте выхода из источника к прямой, проходящей через источник, изображение и вершину сектора.

Из выражения (1) видно, что, как и в случае полукруговой фокусировки, ширина изображения растет пропорционально квадрату угла расходимости.

Имеются работы, в которых рассматриваются различным образом искривленные с целью исправления аберрации (уменьшения ширины изображения) формы краев секторов. В работах Кервина [9] даются расчеты оптических свойств таких систем, причем в расчетах делаются аппроксимации кривых, представляющих формы краев секторов дугами окружностей или отрезками прямых. Эти аппроксимации, естественно, можно считать справедливыми лишь для относительно малых углов расходимости. Кроме того, в расчетах Кервина секториальное поле предполагается идеальным, т. е. однородным внутри зазора, с резким обрывом к нулю у краев. В силу этого практическая ценность его расчетов заметно снижается.

Наконец, в работах [10, 11] рассмотрен случай секториального поля, спадающего вдоль радиуса по закону:

$$H = H_0 (\rho_0 / \rho)^{1/2}$$

и обеспечивающего, как и в спектрометре Зигбана — Свартхольма [12], фокусировку в двух направлениях. Этот метод должен дать выигрыш в светосиле, хотя краевые эффекты на входе и выходе сектора могут ухудшить результаты.

3. Принципы улучшения фокусировки в секторных спектрометрах для широкоугольных пучков

Пусть из точки S (рис. 2) сильно расходящийся пучок заряженных частиц попадает в однородное магнитное поле H, имеющее первоначально, скажем, прямоугольное сечение. Выберем на продолжении прямой SP какую-либо точку A, например симметричную с S (что не является обязательным), и из этой точки проведем семейство прямых, касательных к круговым траекториям частиц в поле H. Геометрическое место точек касания образует кривую, определяющую форму, которую нужно придать выходному краю полюсных наконечников, чтобы все траектории пересеклись в точке A. Окончательная форма полюсного наконечника показана на рис. 2 жирной линией, первоначальная форма выходного края — пунктирной. Положение точки фокусировки A может быть выбрано произвольно; при этом меняется форма выходного края и угол поворота средней траектории.

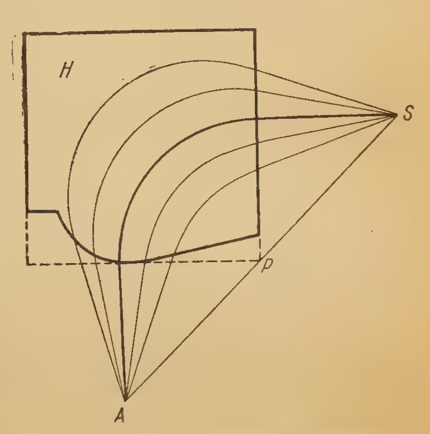


Рис. 2. Улучшение фокусировки выбором формы выходного края полюсного наконечника

При таком методе фокусируются лишь частицы с определенным импульсом ($H\rho$), а следовательно, при заданном поле, с определенным радиусом траектории, для которого построена форма выходного края полюсного наконечника. Частицы с другими импульсами, имеющие траектории другого радиуса, должны дефокусироваться, ибо форма края для них является случайной. Такая «избирательная» фокусировка является общим свойством систем с исправленной аберрацией. Как известно, в случае фокусировки в обычном секториальном поле, как и в случае полукруговой фокусировки, частицы разных импульсов при заданном поле фокусируются в различных точках, лежащих на определенной прямой.

Описанный прием приводил бы к точной фокусировке пучков с большими углами расходимости, если бы поле в зазоре было однородным и резко обрывалось у краев, как показано пунктиром на рис. 3. В действительности распределение поля в зазоре и вне его характеризуется кривой a того же рисунка. Это распределение поля снято вдоль средней траектории, проходящей через точку A и вершину выходного края.

С целью улучшения распределения поля можно применить корректирующие пластины в зазоре (у краев) и экранирующие окна вне зазора для ослабления рассеянного поля. Однако ясно, что никакими приспособлениями невозможно превратить реальное распределение поля, даваемое кривой a, в идеальное поле (пунктир на рис. 3). Так, приближение экранирующего окна к зазору с целью ослабления рассеянного поля приводит к изменению распределения потока в магнитопроводе и увеличению неоднородности в зазоре. Вместо того чтобы попытаться получить идеальное поле, можно подбором геометрии корректирующих пластин и экранирующих окон создать такую конфигурацию поля в области края, чтобы недостаток поля внутри зазора компенсировался рассеянным полем вне его, т. е. чтобы удовлетворялось равенство:

$$H_0 l = \int H dl, \tag{2}$$

где H_0 — напряженность поля в области однородности, l — длина средней траектории в области зазора, H — истинное меняющееся поле.

Интегрирование производится по всей траектории как внутри зазора, так и вне его. Подобранному согласно этому принципу распределению поля отвечает кривая *б* (рис. 3).

Однако последовательно провести этот принцип не только для средней траектории, но для всех траекторий одновременно при больших углах расходимости практически затруднительно. В силу этого, а также в силу различных причин технологического характера — неточности выполнения заданной формы краев, неточности сборки полюсных наконечников (например неточное совпадение в плане обоих наконечников, непараллельности их плоскостей и др.),— в действительности фокус оказывается смещенным относительно того места, где он должен быть по построению.

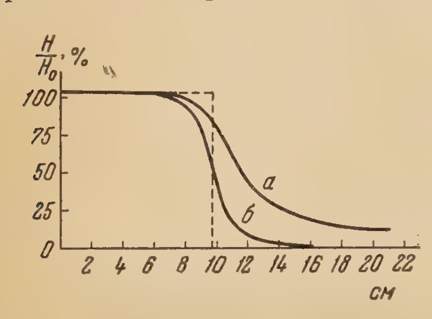


Рис. 3. Улучшение фокусировки изменением распределения поля у краев: *а* — действительное распределение поля, *б* — распределение исправленного поля; пунктир — распределение идеального поля

Прибор, построенный нами по описанному принципу, был осуществлен в двух вариантах, представлявших две ветви сдвоенного спектрометра, предназначенного для выделения парциальных β-спектров методом совпадений. Сдвоенный спектрометр подобного типа вкратце описан в работе по исследованию сложного спектра RaB [13], где приведены также спектры и линии внутренней конверсии, снятые на этом спектрометре.

Для определения действительного положения фокуса нами была применена следующая методика: исследовались узкие пучки, идущие по различным направлениям в пределах всего угла захвата прибора в горизонтальной плоскости (30°). Используя электроны известной энергии (электроны внутренней конверсии одной из линий, сопровождающих β-распад ядра RaB), мы определяли по шкале баллистического гальванометра, связанного с катушкой, измеряющей магнитное поле, отклонения, соответствующие максимуму интенсивности. В первоначальном положении счетчика отсчеты по шкале для отдельных узких пучков были различными. Это указывало на то, что электроны одинаковой энергии не фокусируются на щели счетчика. По расхождению отсчетов для разных пучков всегда можно было определить, в каком направлении следует перемещать счетчик для уменьшения разброса отсчетов на максимуме. После ряда последовательных перемещений счетчика нам удалось свести показания гальванометра, в пределах точности отсчета, к одинаковому значению для всех исследуемых направлений электронов. Это означало, что электроны заданной энергии попадают в щель счетчика при одинаковом для всех углов значении напряженности поля, т. е. что щель счетчика находится в фокусе прибора.

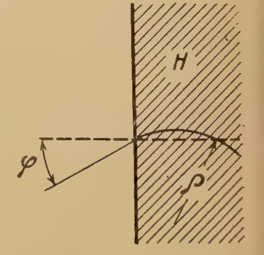


Рис. 4. К пояснению эффекта вертикальной фокусировки. Ход лучей в горизонтальной плоскости симметрии

Параметры первого варианта нашего прибора таковы: угол расходимости в горизонтальной плоскости $2\alpha = 30°$, угол расходимости в вертикальной плоскости $2\varepsilon = 5°$, радиус кривизны $\rho = 12$ см. Полуширина линии доведена до значения 1,8% (см. рис. 4 работы [13]).

Светосила прибора, рассчитанная по заданным углам, составляет 0,36%. Действительная светосила была нами определена экспериментально по измеренному числу совпадений в сдвоенном спектрометре, одна ветвь

оторого регистрировала электроны внутренней конверсии, другая — электроны сплошного спектра. Светосила вычислялась из следующего соотношения:

$$kC_g = N_k \omega_\beta \varepsilon_\beta \frac{F_i(H\rho)\, d(H\rho)}{\int F_i(H\rho)\, d(H\rho)}, \tag{3}$$

де C_g — число совпадений за единицу времени, N_k — число электронов нутренней конверсии, зарегистрированных в единицу времени одной етвью сдвоенного спектрометра, ω_β — телесный угол, захватываемый той етвью сдвоенного спектрометра, которая регистрирует электроны распада, ε_β — эффективность регистрации электронов детектором, k — поправочный иножитель, определяемый экспериментально и учитывающий рассеяние и поглощение электронов распада в окне счетчика; дробь $\frac{F_i(H\rho)\, d(H\rho)}{\int F_i(H\rho)\, d(H\rho)}$ опреределяется по известной полуширине линии для ветви спектрометра, регистрирующей электроны распада, и по снятому спектру совпадений; она представляет собой долю всех электронов изучаемого парциального спектра, регистрируемую при заданном поле, по отношению ко всем электронам этого спектра.

Определенная из этих измерений светосила прибора оказалась равной $\omega_\beta = 0{,}3\,\%$ (в работе [13] указано несколько меньшее число — 0,25 %). Полученная нами экспериментально светосила немного меньше расчетного значения (0,36 %) по причинам, которые будут пояснены ниже.

Отметим, что описанный метод экспериментальной проверки светосилы не требует использования источника точно известной активности. Погрешность в определении светосилы может составлять 3—5 %.

Для того чтобы судить о действенности примененного метода фокусировки, следует сравнить полученное нами значение полуширины линии (1,8 %) с полушириной, которую дал бы обычный секторный спектрометр при наших углах расходимости пучка.

Воспользовавшись формулой (1) и очевидным из рис. 1 соотношением $\rho = a \sin \vartheta$, ширину изображения точечного источника с углами расходимости в горизонтальной и вертикальной плоскостях, равными 2α и 2ε соответственно, можно представить в следующем виде:

$$S = \rho\,(\alpha^2 + \varepsilon^2), \tag{4}$$

что совпадает с результатом для полукруговой фокусировки. Если ширина щели берется равной ширине изображения, относительная полуширина линий (ширина на половине максимума линии, имеющей приблизительно форму треугольника) будет равна:

$$\frac{\Delta(H\rho)}{H\rho} = \frac{S}{\rho} = \alpha^2 + \varepsilon^2. \tag{5}$$

Для наших углов расходимости ($2\alpha = 30°$, $2\varepsilon = 5°$) это дает значение полуширины, равное 7%, против полученного нами значения 1,8 %.

В описанном приборе не учтен эффект вертикальной фокусировки в области краев магнитного поля. Этот эффект связан с тем, что вследствие бочкообразного выпячивания поля у краев зазора появляется горизонтальная составляющая вектора напряженности, которая отклоняет движущиеся в горизонтальной плоскости электроны в вертикальном направлении. Как показал Я. Л. Хургин [14], фокусное расстояние F цилиндрической линзы, которой эквивалентна граница магнитного поля, выражается формулой:

$$F = \rho \operatorname{ctg} \varphi, \tag{6}$$

где ρ — радиус траектории, φ — угол между направлением частицы вне поля и нормалью к краю поля (рис. 4). В зависимости от знака угла φ

имеет место отклонение частицы либо в направлении к центральной плоскости между полюсами (фокусировка), либо от нее (дефокусировка). С этим и связана отмеченная выше некоторая потеря светосилы по сравнению с расчетной. Проходя сквозь отклоняющее поле спектрометра, частицы встречают две такие цилиндрические линзы соответственно двум пересекаемым границам.

Во втором варианте нашего спектрометра светосила была повышена еще больше за счет увеличения углов в горизонтальной и вертикальной плоскостях ($2\alpha = 45°$, $2\varepsilon = 10°$) и за счет учета вертикального эффекта.

Из формулы (6) видно, что различным углам φ соответствуют различные фокусные расстояния. Можно было бы попытаться совместить оба фокуса (горизонтальный и вертикальный) для первой линзы, выбирая форму входного края такой, чтобы угол φ для всех выходящих из источника лучей был одинаковым. Однако при желании сохранить большую величину угла расходимости в горизонтальной плоскости такое совмещение привело бы к непомерному увеличению размеров полюсных наконечников, а следовательно, и всего магнита. Кроме того, форма выходного края, построенная по описанному ранее принципу, оказывается очень сложной и дает большой диапазон изменений угла φ для выходного края, а следовательно, и большой разброс фокусных расстояний для второй цилиндрической линзы. Помимо этого, формула (6) является приближенной и не дает правильного значения фокусных расстояний, особенно для больших φ. По всем этим причинам оказалось целесообразнее учесть вертикальный эффект лишь в том смысле, чтобы за счет удлинения щели счетчика обеспечить регистрацию всех электронов, несмотря на эффект вертикального отклонения.

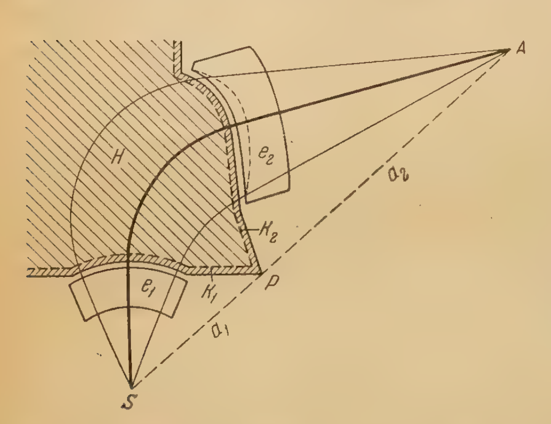


Рис. 5. Форма полюсного наконечника и расположение корректирующих элементов в светосильном спектрометре

На рис. 5 показана форма полюсного наконечника, расположение источника S, фокуса A, экранирующих окон из железа армко e_1 и e_2 и корректирующих пластин K_1 и K_2, прикрепленных к полюсным наконечникам внутри зазора. Входной край полюсных наконечников образует дугу окружности, и траектории частиц, выходящих из источника, падают на него нормально, вследствие чего вовсе не испытывают вертикального отклонения (по формуле (6); фокусное расстояние для этого случая обращается в бесконечность, т. е. первая линза отсутствует). Положение фокуса выбрано на прямой, проходящей через источник и вершину P угла сектора на таком расстоянии, чтобы форма выходного края сектора с целью уменьшения диапазона изменений угла φ была возможно более плавной и имела малую кривизну. Расстояние AP взято равным удвоенному расстоянию PS. Нами были рассчитаны фокусные расстояния и положения изображений (по формуле тонкой линзы) и построены траектории в вертикальной плоскости. Траектории, испытавшие наибольшее отклонение от горизонтальной плоскости симметрии, определили длину щели счетчика.

Перемещение счетчика, помещенного в этом варианте прибора целиком внутри камеры, осуществляется специальными червячными механизмами, управляемыми извне через уплотнения Вильсона и способными сообщать движение каретке, на которой закреплен счетчик, в двух

заимно перпендикулярных направлениях. Величины перемещений контроируются двумя шкалами с указателями.

Для уточнения фокусировки в этом варианте прибора, помимо перемещения счетчика, применялся описываемый ниже прием, основанный ла использовании части рассеянного поля у ыходного края полюсных наконечников, между амим краем и экранным окном. Следует отметить, что при увеличенных углах расходимости обоих направлениях, а также в силу значительного удлинения лучей после выхода из магитного поля для получения хорошей фокусировки одного перемещения счетчика оказалось недостаточно. Все ошибки технологии выполнения деталей магнита и его сборки, а также неточное выполнение условия (2) для всех траекторий при увеличенных в этом варианте прибора углах и удлиненных лучах сказываются заметно сильнее, чем в первом варианте. Исследуя зависимость интенсивности счета для выбранной конверсионной линии в функции от показаний шкалы баллистического гальванометра для узких пучков, выходящих из источника под разными углами, можно путем плавного подпиливания смежного с зазором края экранного окна так подобрать конфигурацию рассеянного поля, чтобы свести все узкие пучки в щель счетчика с требуемой точностью. Таким образом, настройка прибора состоит из двух этапов: а) определения оптимального положения счетчика и б) уточнения конфигурации рассеянного поля. Отметим, что конструкция спектрометра позволяет легко отсоединять камеру счетчика, соединенную болтами и резиновыми уплотнениями с основной камерой спектрометра, и затем вынимать экранирующее окно. Насколько эта задача проще настройки других приборов с улучшенной фокусировкой, требующих многократной строжки всей поверхности обоих полюсных наконечников, а следовательно, полной разборки всего магнита, видно из того, что вся экранная коробка весит примерно полтора килограмма, она легко закрепляется в тисках, а край спиливается простым напильником.

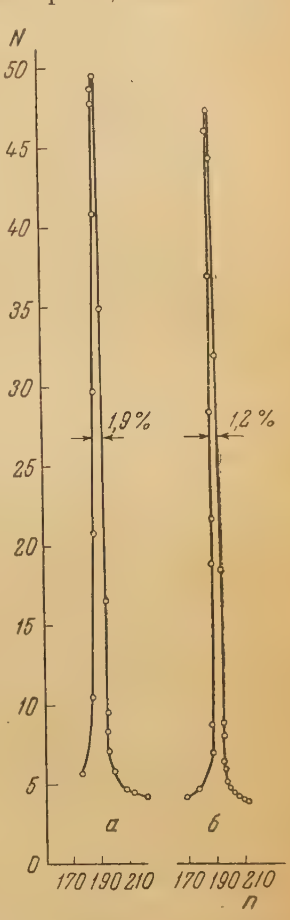


Рис. 6. Линия F активного осадка тория, снятая в двух условиях: *а* — приемная щель открыта полностью, *б* — открыта средняя треть (по длине) щели

Полуширина линии, полученная без затруднений на нескольких приборах этого типа, составляет 1,9—2,1%. На рис. 6, *а* показана одна из конверсионных линий активного осадка тория (линия F), снятая при полных углах расходимости. Светосила прибора, определенная, как и ранее, по методу совпадений в сдвоенном спектрометре, состоящем из двух приборов этого типа, оказалась равной 1,08%, что хорошо совпадает со значением, вычисленным по двум углам расходимости.

Чтобы для взятых в этом случае углов расходимости вычислить полуширину линии в секторном спектрометре с неисправленной аберрацией, следует воспользоваться формулой, даваемой теорией секторных спектрометров [7] для общего случая несимметричного прохождения секторного поля (рис. 7):

$$S = \frac{a\alpha^2}{2}\left(\frac{\sin^2\vartheta}{\sin\gamma} + \frac{\sin^2\gamma}{\sin\vartheta}\right). \qquad (7)$$

В нашем случае, когда (рис. 5) $AP = 2PS = 2a$, очевидно, что

$$\rho = a \sin \vartheta = 2a \sin \gamma \qquad (8)$$

и

$$\sin \gamma = \frac{\sin \vartheta}{2}. \qquad (9)$$

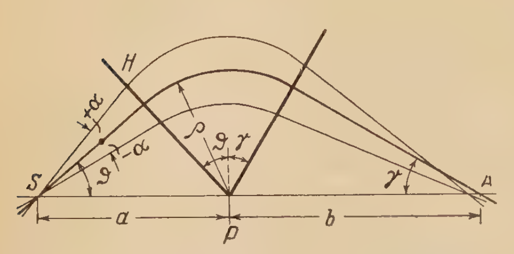


Рис. 7. Пояснение формулы сферической аберрации для несимметричного расположения источника и изображения

После преобразований выражение для полуширины линии будет иметь вид:

$$\frac{\Delta (H\rho)}{H\rho} = \frac{9}{8} (\alpha^2 + \varepsilon^2). \qquad (10)$$

Для углов, используемых в описываемом варианте прибора, это дает для полуширины величину $\sim 13\%$.

Таким образом, примененная методика позволила без затруднений довести светосилу спектрометра описанного типа с поперечной фокусировкой до значения ее в спектрометрах с продольной фокусировкой и при этом сохранить полуширину линии значительно меньшей, чем в обычных секторных спектрометрах с неисправленной аберрацией.

Если просмотреть данные о спектрометрах, опубликованные в литературе ранее 1951 г. и приведенные в сводной таблице обзора [4], то оказывается, что по светосиле описываемый спектрометр превосходит на один-два порядка все четырнадцать спектрометров с поперечной фокусировкой, приведенных в этой работе. Из двадцати пяти указанных в таблице спектрометров с продольной фокусировкой бо́льшую светосилу имеют лишь семь, причем пять из них имеют значительно худшие данные по полуширине.

Представляется разумным в качестве одной из характеристик спектрометра ввести величину отношения светосилы к полуширине:

$$\zeta = \frac{\omega}{\eta},$$

которую можно было бы назвать «добротностью» спектрометра. Эта величина не является исчерпывающей характеристикой спектрометра, ибо в разных задачах важны и сами значения ω либо η (как указывалось в начале статьи). Однако она показательна в том смысле, что характеризует сочетание двух, вообще говоря, противоположных свойств спектрометра: светосилу и разрешающую способность. Из приведенных в упомянутой таблице тридцати девяти приборов только у шести эта величина больше, чем у нашего.

4. Пути дальнейшего улучшения фокусировки

Полученные параметры спектрометра не являются предельными и представляют лишь некоторое первое приближение. При достигнутой светосиле (1,08%) полуширина линии может быть заметно снижена. Приемная щель счетчика, на которую производилась фокусировка, имела в данных опытах ширину 6 мм. Естественно, что несколько более кропотливой работой можно сфокусировать пучок в более узкую щель. Одновременно при настройке можно в несколько раз увеличить точность отсчета по шкале гальванометра, если путем увеличения чувствительности или выбора конверсионной линии более высокой энергии добиться того, чтобы соответствующее этой линии поле давало отклонение в крайнюю часть шкалы.

Далее, известно, что даже в спектрометре с полукруговой фокусировкой в однородном поле фокус при линейном источнике является изогнутым, тем более он должен быть изогнутым в нашем случае, когда распределение поля вдоль траектории для разных горизонтальных плоскостей заведомо неодинаково (в области краев). Поэтому, делая прямолинейной приемную щель счетчика, которая у нас имеет длину в 120 мм, мы ухудшаем качество фокусировки. Линия фокуса может быть изогнута сложным образом и, по всем соображениям, не лежит в вертикальной плоскости, перпендикулярной центральной траектории. Однако, если учесть искривление фокальной линии только в указанной плоскости, можно соответственным выбором формы щели счетчика существенно улучшить фокусировку. На рис. 6, *б* показана та же линия, что и на рис. 6, *а*, но полученная с использованием лишь центральной трети всей длины щели счетчика. Полуширина этой линии сразу снизилась до 1,2%, что согласуется с высказанными соображениями. Исследовать форму фокуса можно либо фотографическим методом, либо флуоресцирующим экраном (при достаточной интенсивности источника), либо, наконец, при регистрации электронов отдельными участками по длине щели.

5. Конструкция спектрометра

Камера спектрометра схематически изображена на рис. 8. Она состоит из трех частей: а) камеры источника, б) камеры отклонения пучка и в) камеры счетчика.

Источник в виде активного слоя, нанесенного на полоску из алюминиевой фольги или цапоновой пленки, укрепляется на специальной рамке, фиксированной при помощи цилиндрического отростка, входящего в отверстие в центре камеры источника. Рамка источника окружена двумя коаксиальными цилиндрами из плексигласа. Внешний цилиндр имеет широкую щель, достаточную для пропускания всего пучка, внутренний, сидящий во внешнем на трении,—широкую и узкую щели. При настройке прибора описанным ранее методом узкая щель внутреннего цилиндра устанавливается в центре широкой щели внешнего цилиндра. При помощи рукоятки можно поворачивать шлиф, связанный зубчатой передачей с внешним цилиндром, и таким образом, заставляя вращаться оба цилиндра, устанавливать узкую щель в различные положения для выделения разных узких пучков. Углы поворота контролируются по указателю и шкале, расположенным на верхней крышке камеры источника. Во время измерений с широким пучком широкие щели обоих цилиндров совмещаются и помещаются в центральное положение. Здесь же укреплено первое экранирующее окно из железа армко. В камере источника предусмотрен механизм, позволяющий производить смену источника без нарушения вакуума.

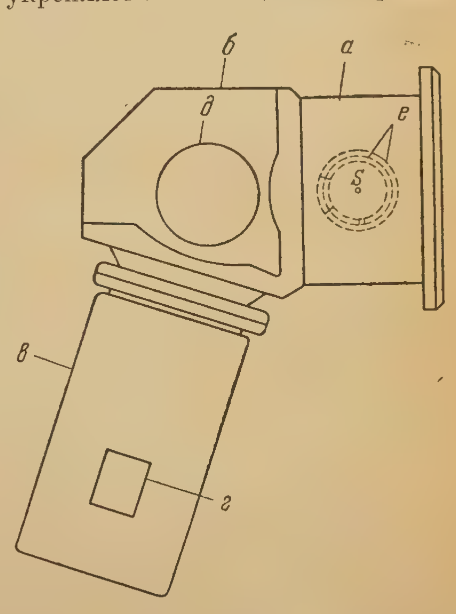


Рис. 8. Схема камеры спектрометра: *а* — камера источника, *б* — камера отклонения, *в* — камера счетчика, *г* — каретка детектора, *д* — сердечник, *е* — плексигласовые цилиндры, *S* — источник

Пройдя через экранное окно и апертурную диафрагму, пучок попа-

дает в камеру отклонения, где установлены дополнительные диафрагмы, положение и размеры которых определяются геометрией пучка. Для того чтобы сохранить угол по вертикали достаточно большим и не увеличивать воздушный зазор, дно и крышка камеры осуществляются внутренними частями полюсных наконечников из армко, которые при помощи резиновых уплотнений непосредственно соединены с боковыми стенками камеры. Высота камеры (межполюсное расстояние) в середине — 52 мм, в области корректирующих пластин — 48 мм.

Из камеры отклонения пучок попадает в камеру счетчика, которая, как уже отмечалось, уплотнена резиной и может легко отсоединяться от спектрометра. В камере счетчика помещено второе экранирующее окно, крепящееся в пазу, сделанном в выступающем из магнита латунном флянце камеры отклонения. На управляемой извне каретке может крепиться либо газоразрядный счетчик щелевого типа, либо диафрагма с приемной щелью, за которой расположена тонкая пластина сцинтиллирующего вещества, нанесенная на световод, упирающийся в кварцевое окно.

Фотокатод фотоэлектронного умножителя, смонтированного в магнитной защите из трех коаксиальных цилиндров из железа армко, прилегает к кварцевому окну снаружи. Управляющие передвижением каретки механизмы укреплены на боковой стенке камеры счетчика. Магнитопровод **С**-образного типа собран из железа армко. Вес железа — 260 кг, вес меди — 200 кг. Обмотка состоит из 35 000 витков проволоки ϕ 2 мм. Обмотка выбрана таким образом, чтобы можно было питать магнит малыми токами. Это позволило использовать в качестве источника питания магнита электронный стабилизатор тока вместо громоздких аккумуляторных батарей, которые необходимо включать буфером для стабилизации тока. В качестве примера можно указать, что для фокусировки электронов с энергией в 2 MeV необходим ток всего в 100 mA.

Автор выражает благодарность студентам-дипломантам Ленингр. политехн. инст. им. М. И. Калинина — И. М. Белоусову и Г. М. Обатурову за участие в настройке приборов.

Получена редакцией
30. VIII. 1954 г.

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Башилов А. А., Изв. АН СССР, Серия физич., **14**, 263 (1950).
2. Siday R. E., Silverston D. A., Proc. Phys. Soc., Sec. A, **65**, 328 (1952).
3. Каминский Д. Л., Бета-спектрометр, построенный по аналогии с оптическим спектрометром.— Диссертация, ЛФТИ, 1953.
4. Persico E., Geoffrion C., Rev. Sci. Instr., **21**, 945 (1950).
5. Корсунский М., Кельман В., Петров Б., ЖЭТФ, **14**, 394 (1944).
6. Langer L., Cook C., Rev. Sci. Instr., **19**, 257 (1948).
7. Stephens W. E., Phys. Rev., **45**, 513 (1934).
8. Barber N. F., Proc. Leeds. Phil. Soc., **2**, 427 (1933).
9. Kerwin L., Rev. Sci. Instr., **20**, 36 (1949); Kerwin L., Geoffrion C., Rev. Sci. Instr. **20**, 381 (1949).
10. Judd D. L., Rev. Sci. Instr., **21**, 213 (1950).
11. Rosenblum E. S., Rev. Sci. Instr., **21**, 586 (1950).
12. Svartholm N., Siegbahn K., Ark. Mat., Astr. o. Fys., **33**, *21* (1947).
13. Берлович Э. Е. Изв. АН СССР, Серия физич., **16**, *3*, 314 (1952).
14. Хургин Я. Л., ЖЭТФ, 9, 824 (1939).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XVIII, № 5 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1954

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Н. Н. ЖУКОВСКИЙ и Ю. В. ХОЛЬНОВ

РИТРОН — γ-СПЕКТРОМЕТР, ИСПОЛЬЗУЮЩИЙ ЭЛЕКТРОНЫ ОТДАЧИ *

1. Введение

Спектроскопия γ-лучей может быть основана на одном из видов взаимодействия γ-лучей с веществом: на классическом рассеянии γ-лучей, на комптоновском рассеянии, на фотоэффекте, на образовании пар и на фоторасщеплении ядер. Все эти явления в той или иной мере действительно используются в спектрометрических целях. Однако области их применения сильно различаются, так как вероятности каждого из этих явлений сильно и по-разному зависят от энергии γ-квантов.

Классическое рассеяние и фотоэффект могут быть использованы только при небольших энергиях квантов — в основном до 0,5 MeV; образование пар и фоторасщепление ядер могут применяться только при больших энергиях — практически выше 3 MeV. В средней области энергий — 0,4 ÷ 3 MeV доминирующим видом взаимодействия излучения с веществом является комптоновское рассеяние. Именно на эту область энергии приходится около половины всех известных γ-линий радиоактивных веществ. Отсюда очевидна важность разработки спектрометрических методов, основанных на этом явлении.

Следует учитывать, что теория комптоновского рассеяния разработана значительно лучше, чем теория всех других перечисленных выше явлений. Это создает необходимые условия для расчета спектрометров и благоприятную перспективу для решения наиболее трудной задачи спектрометрии — для точного определения относительных интенсивностей спектральных линий.

Первое исследование γ-спектра по электронам отдачи было произведено еще в 1927 г. Д. В. Скобельцыным [1]: в камере Вильсона, помещенной в магнитное поле, измерялась энергия электронов отдачи, выбитых γ-лучами RaC. В 1940—1941 гг. Г. Д. Латышев с сотрудниками [2] измеряли энергии электронов отдачи при помощи обычного магнитного спектрометра с однородным поперечным полем. Мишенью служила маленькая полоска из стирола (C_2H_8) с поверхностной плотностью 23 мг см$^{-2}$. Прибор обладал малой светосилой, и поэтому на нем были исследованы только γ-спектры RaC и Th(C+C″). В дальнейшем ряд авторов [3, 4] пользовался этим же методом, изменив конфигурацию фокусирующего поля.

В 1948 г. Б. С. Джелепов и М. Л. Орбели [5] разработали новый метод фокусировки электронов отдачи и построили прибор, при помощи которого в дальнейшем были измерены γ-спектры Co^{60} [6], Ag^{110} [7], Fe^{59} [8], Sb^{124} [9], Br^{82} [10], Cs^{134} [11], Cu^{64} [12]. Однако подробного описания прибора и результатов изучения его свойств опубликовано до сих пор не было. Назначение предлагаемой статьи — заполнение этого пробела.

Помимо перечисленных, имеется значительное число работ [13], в которых наблюдалось распределение по энергиям электронов отдачи, выходящих из толстого излучателя. Хотя по форме таких распределений можно

* По докладам на Совещаниях в АН СССР 1951—1954 гг.

делать некоторые заключения о γ-линиях, но все же эти исследования не могут считаться спектрометрическими. Для полноты следует упомянуть о γ-спектрометрах, состоящих из двух люминесцентных счетчиков, из которых один регистрирует электроны отдачи, а другой — рассеянные кванты [14]. Преимуществом таких спектрометров является их бо́льшая светосила, а недостатком — невысокая разрешающая способность.

2. Схема действия ритрона

Допустим, что параллельный пучок монохроматических γ-лучей падает на очень тонкую мишень из легкого вещества (рис. 1). Рассмотрим сначала электроны отдачи, выбитые в плоскости рисунка; без магнитного поля они образуют параллельные пучки частиц разной энергии. Наиболее быстрые электроны будут выбиты вперед, по направлению полета γ-квантов.

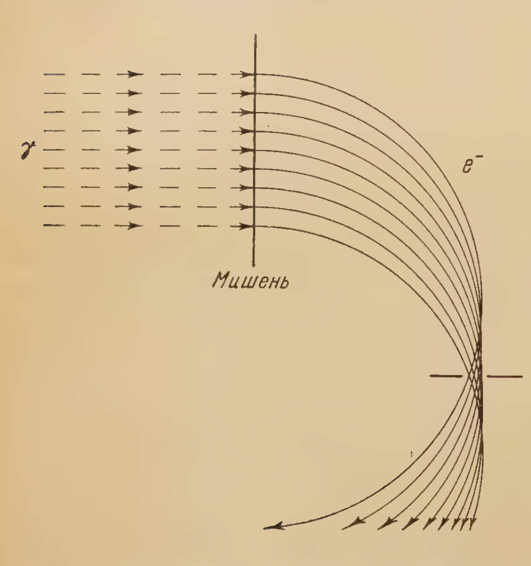


Рис. 1. Фокусировка электронов отдачи, выбитых точно вперед

Если создать однородное магнитное поле, перпендикулярное плоскости рисунка, то параллельные пучки электронов отдачи будут фокусироваться, но не в точки, а на некоторые отрезки, именуемые фокусами.

Ширина фокуса будет зависеть от радиуса кривизны электронных траекторий, от ширины используемой мишени и от угла вылета электронов отдачи. Наиболее узким будет фокус для электронов отдачи, выбитых точно вперед. Поместим в том месте, где находится этот фокус, щель, а за ней — регистратор электронов (счетчик). Будем изменять напряженность магнитного поля и измерять число импульсов в регистраторе; в результате мы получим некоторый максимум — «спектральную линию», условно изображенную на рис. 2. Пусть H_0 — магнитное поле, при котором электроны, выбитые из центра мишени точно вперед по направлению полета γ-кванта, проходят у самого внешнего края щели перпендикулярно к ней.

Рис. 2. Форма спектральной линии при регистрации электронов отдачи одним счетчиком. H_0 — поле, при котором электрон, выбитый по нормали из центра мишени, проходит у внешнего края щели

Часть электронов отдачи, выбитых в сторону от направления γ-квантов, сможет проходить через щель и при полях, слегка превышающих H_0. Но основная масса электронов отдачи будет проходить через щель при полях, меньших H_0; к ним относятся электроны, выбитые в плоскости рисунка, но в направлении к щели, и большинство электронов, выбитых под некоторым углом к плоскости рисунка. Таким образом, со стороны слабых магнитных полей линия будет иметь «хвост».

Хотя энергия электронов отдачи, а следовательно, и γ-квантов, может быть определена в таком приборе по максимуму или по обрыву линии, однако очевидно, что спектральные качества такого прибора очень низки: большие хвосты у каждой линии не позволят удовлетворительно исследовать сколько-нибудь сложные γ-спектры. В состав «хвоста» будут входить электроны разных энергий, и он будет тянуться до самых малых полей.

Интенсивность в «хвосте» линии можно значительно уменьшить, использовав вторичную фокусировку электронных пучков, происходящую через 180° после первой (рис. 3). Для этого поставим вторую щель в месте, где электроны фокусируются во второй раз, и перенесем счетчик за эту щель. Форма спектральной линии при этом будет гораздо более благоприятной — она будет такой, как на экспериментальных кривых рис. 8 (см. ниже, стр. 607).

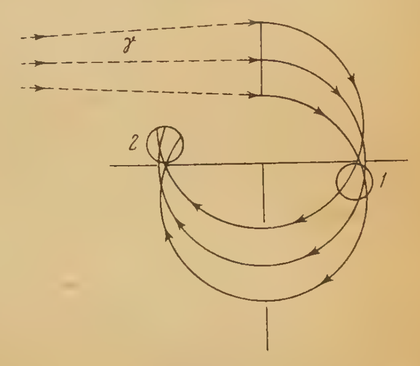


Рис. 3. Принципиальная схема прибора: *1* — первый счетчик, *2* — второй счетчик

Наличие второй щели не уменьшает светосилы прибора для электронов, выбитых точно вперед, но значительно уменьшает ее для электронов, выбитых под любым другим углом. Все электроны отдачи, проходящие через вторую щель, прошли через первую; поэтому, если за первой щелью сохранить счетчик (первый счетчик), но сделать его прозрачным для электронов, то любой электрон отдачи, зарегистрированный вторым счетчиком, будет зарегистрирован и первым (но не наоборот).

Регистрируя совпадения разрядов в двух счетчиках, мы можем практически избавиться от фона, так как фон совпадений для далеко расставленных счетчиков очень мал.

3. Описание γ-спектрометра

Камера

Камера прибора представляет собой латунную коробку размерами 20 × 20 × 8 см. В передней стенке камеры имеется окно *1* (рис. 4), на которое напаяна медная фольга, толщиной 50 μ; γ-лучи входят через это окно в камеру, попадают на тонкую целлофановую мишень *2* и выбивают из нее электроны отдачи.

Мишень наклеена на алюминиевую рамку таких размеров, что выделенный коллиматором пучок γ-лучей на рамку не попадает. Рамка укреплена на шлифе *3* в боковой стенке прибора. При помощи шлифа мишень может быть выведена из пучка — положена на дно прибора; это необходимо делать при измерениях фона.

Прошедшие через мишень γ-лучи попадают на заднюю стенку прибора *10*, сделанную из латуни толщиной 0,1 мм, и через нее выходят наружу.

Верхняя крышка прибора съемная. Она лежит в специальном углублении и закрепляется винтами. На крышке укреплены счетчики *6* и *7* и расположенные перед ними диафрагмы *4* и *5*; как диафрагмы, так и счетчики можно вынимать из прибора и менять, не снимая верхней крышки; крышку приходится снимать только тогда, когда необходимо сменить мишень.

На дне камеры укреплены: а) центральный защитный блок *11* из вольфрама, залитого свинцом, б) вспомогательные блоки *12* из свинца, в) дополнительные диафрагмы *8*.

Для уменьшения рассеяния электронов внутренняя поверхность прибора выложена целлулоидом.

Размеры и расположение щелей

При нормальной ширине (2 мм) основных щелей, стоящих перед счетчиками, электронный пучок определяется именно этими щелями. Внешние края щелей параллельны друг другу и находятся на расстоянии 11 см друг от друга. Половина этого расстояния — 5,5 см — носит название радиуса построения прибора; эта величина встречается далее при расчетах формы линии и светосилы прибора.

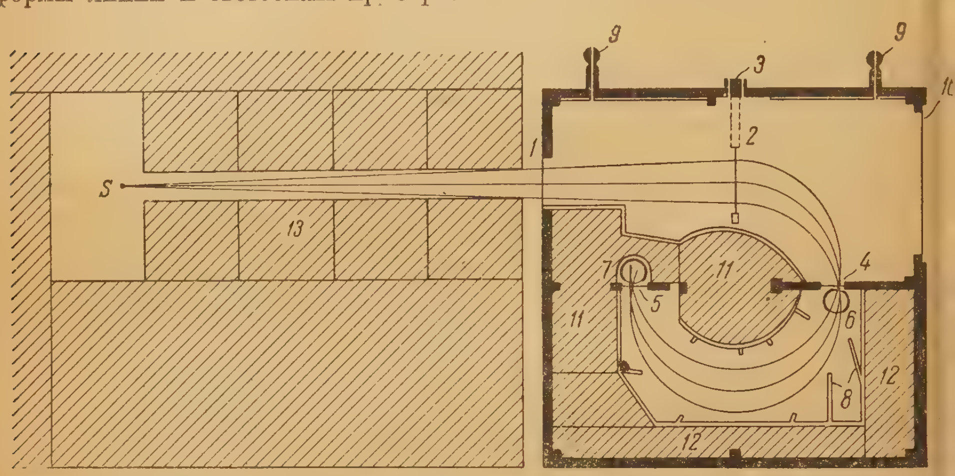


Рис. 4. Ритрон. Схематический разрез прибора в горизонтальной плоскости: *S* — источник γ-лучей, *1* — окно, *2* — мишень, *3* — шлиф, *4* и *5* — основные диафрагмы (щели), *6* и *7* — счетчики, *8* — дополнительные диафрагмы, *9* — вводы для газа, *10* — задняя стенка прибора, *11* — *12* — защитные блоки, *13* — коллиматор

Ширина основных щелей может изменяться в пределах 1 ÷ 8 мм; высота их либо 54 мм, либо 46 мм. Помимо щелей, помещенных перед счетчиками, в приборе имеются еще алюминиевые диафрагмы, которые при ширине основных щелей 2 мм не касаются основного пучка, но должны убирать вышедшие из него электроны и тем самым уменьшать рассеяние. При значительном увеличении ширины щелей эти диафрагмы частично ограничивают пучок.

Счетчики

Счетчики (*6* и *7*) — обычные цилиндрические счетчики Гайгера — Мюллера; их ϕ 1,2 см, а рабочая длина — 6 см. До лета 1953 г. окна счетчиков делались из целлофановой пленки толщиной 17 μ, у которой внутренняя поверхность была слегка металлизирована путем напыления висмута. В более поздних опытах целлофановая пленка была значительно тоньше — 1—2 μ.

Во время работы прибора давление в камере и в счетчиках было одинаковое, поэтому цилиндрическая форма стенок счетчиков не меняется.

Нити счетчиков сделаны из вольфрамовой проволоки ϕ 80 μ. Фон счетчиков составляет около 40 имп мин$^{-1}$.

При наполнении счетчиков воздухом при давлении 11,2 см рт. ст. порог счета расположен при 1480 V и плато имеет протяжение около 100 V. При наполнении счетчиков гелием при давлении 32 см рт. ст. пороговое напряжение было около 1200 V, а плато имело протяжение ∼ 200 V; возможно, впрочем, что в этих опытах к гелию примешивались органические газы, выделявшиеся целлофаном и клеем, которым был склеен целлофан.

При наполнении счетчиков смесью He (31 см рт. ст.) и CH_4 (1,2 см рт. ст.) пороговое напряжение было 1500—1550 V, а плато имело протяжение ~200 V при наклоне 1% на 100 V при нагрузке 500 имп мин$^{-1}$.

При работе со счетчиками, наполненными чистым гелием, выяснилось, что положение порога счета сильно зависит от незначительных примесей воздуха к гелию. Если в спектрометре образуется течь, столь малая, что по манометру ее не удается заметить даже за сутки, пороговое напряжение счетчиков быстро возрастает и работавший вблизи порога счетчик перестает считать.

Вакуумная система

Камера отделяется от окружающей атмосферы при помощи уплотнения из пластилина и пицеина (последний применяется только на выводах нитей счетчиков). Вакуумная система позволяет наполнять камеру двумя газами; она содержит «вакуумный вентилятор» — маленькую турбинку, которую можно приводить во вращение внешним переменным магнитным полем, и таким путем заставлять рабочую смесь медленно циркулировать внутри камеры.

Состав газа в камере и счетчиках

В первых опытах [5] прибор и счетчики наполнялись обычным воздухом при давлении 11,2 см. При этом эффективность двух счетчиков, включенных по схеме совпадений, достигала 95 % (если считать, что удельная ионизация воздуха для релятивистских электронов равна 21 пар ионов на 1 см пути) [15]. При таком наполнении электроны при движении через камеру претерпевали значительное рассеяние.

В следующих сериях опытов [6—12] воздух был заменен гелием при давлении 32 см рт. ст. При этом эффективность двух счетчиков к релятивистским электронам изменилась незначительно — стала равной 81 % (если считать, что релятивистские электроны создают в гелии при атмосферном давлении 5,02 пары первичных ионов на 1 см пути) [16], однако значительно уменьшилось рассеяние электронов. В результате число импульсов на вершине линий Co^{60}, при прочих равных условиях, возросло в 2 раза.

В последних сериях опытов для увеличения стабильности счетчиков применена новая смесь: гелий (давление 31 см рт. ст.) и метан (1,2 см рт. ст.). Эта смесь обеспечивает хорошее постоянство работы счетчиков, создает эффективность счетчиков, равную 88 % для релятивистских электронов, и в отношении рассеяния она эквивалентна 37 см чистого гелия.

Эффективность счетчиков, включенных в схему совпадений, существенно зависит от энергии регистрируемых электронов. При определении относительных интенсивностей γ-линий это обстоятельство необходимо учитывать. Вычисленные на основе работы [16] кривые зависимости эффективности от энергии приведены на рис. 5 для двух случаев наполнения: *а* — чистый гелий — 32 см рт. ст. и *б* — смесь: гелий (31 см рт. ст.) + метан (1,2 см рт. ст.) и для энергий электронов 200 ÷ 1000 keV (при $E_e > 1000$ keV эффективность остается примерно постоянной).

При уменьшении давления газа в приборе эффективность счетчиков уменьшалась. Кривые, подобные изображенным на рис. 5, строились и для других давлений наполняющего прибор газа.

Схема совпадений

Импульсы от счетчиков подаются на усилитель совпадений, имеющий разрешающее время $1{,}2 \cdot 10^{-6}$ сек.

Таким образом, при нагрузках на счетчиках около 1000 имп мин$^{-1}$ фон случайных совпадений составляет 0,04 совп мин$^{-1}$, в то время как наблюдаемые эффекты при этом составляют десятки и сотни совпадений

в минуту; отметим, что указанная нагрузка на счетчиках создается при помещении в коллиматор 0,4 Cu радия с продуктами его распада.

При работе со слабыми препаратами существенно полное устранение ложных совпадений, вызванных различными электрическими наводками. Для устранения этих помех была, во-первых, произведена тщательная электростатическая экранировка усилителя и его питания; во-вторых, усилителю была придана третья ветвь, связанная с небольшой антенной; эта ветвь включена по схеме антисовпадений: регистрируются только такие случаи, когда происходят разряды в обоих счетчиках, но на антенне импульса нет.

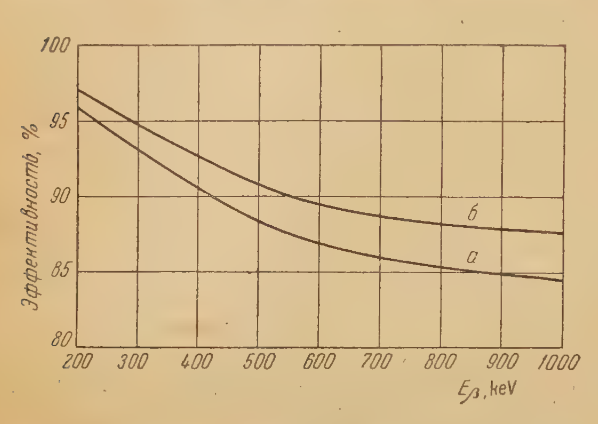


Рис. 5. Зависимость эффективности счета совпадений от энергии электронов: *а* — счетчики наполнены чистым гелием при давлении 32 см рт. ст., *б* — счетчики наполнены смесью гелия (давление 31 см рт. ст.) и метана (давление 1,2 см рт. ст.)

В результате этих предосторожностей наводки были практически устранены: при отсутствии источника γ-лучей число совпадений почти постоянно и составляет 1—2 совп час$^{-1}$. Это, повидимому, совпадения, вызванные космическими лучами. Эта скорость счета совпадений в десятки, сотни или даже тысячи раз меньше скорости счета на γ-линии.

Коллиматор

Как это ясно из рис. 4, источник γ-лучей находится вне прибора. Для того чтобы γ-лучи не создавали нагрузки в счетчиках и не вызывали случайных совпадений, источник помещается в коллиматор (*13*) и только узкий пучок γ-лучей проходит через прибор.

В стандартных условиях, в которых изучались γ-спектры Co^{60} [6], Ag^{110} [7], Fe^{59} [8], Br^{82} [10], Cs^{134} [11], Cu^{64} [12] и Sb^{124} [9], источник находился на расстоянии 31—32 см от мишени.

Коллиматор представляет собой большой блок, содержащий вольфрам, залитый свинцом и имеющий цилиндрический канал ф 1,5 см и длиной 20 см. Источник помещается на расстоянии 1 см за входным отверстием коллиматора в небольшой полости 5 × 10 × 10 см. Со всех сторон эта полость окружена значительным количеством свинца.

Описанный выше коллиматор и защитные блоки, расположенные внутри прибора, обеспечивали толщину защиты, эквивалентную более чем 27 см свинца на прямых лучах, идущих от источника к счетчикам (38,5 см для первого и 27,4 см для второго). При такой толщине защиты наиболее проникающие γ-лучи ThC″ с энергией квантов 2,62 MeV должны ослабиться в 10^4 раз.

Таблица 1

Нагрузка на счетчиках от γ-лучей (разряды в минуту)

Препарат	E_γ, MeV	Активность препарата	1-й счетчик		2-й счетчик	
			расчет	опыт	расчет	опыт
Co^{60}	~1,2	1 Cu	3	1080	365	440
ThC″	2,6	1 Cu	27	3700	1300	1020

В табл. 1 приведены ожидаемые скорости счета на первом и втором счетчике при препаратах ThC″ ($h\nu = 2{,}62$ MeV) и Co^{60} ($h\nu = 1{,}17$ и 1,31 MeV). Эти числа найдены по значениям τ_a, σ_a и π_a, взятым из обзора Дависсона и Эванса [17], и приближенным оценкам эффективности счетчиков. Рядом с ними стоят скорости счета, наблюдающиеся на опыте. Сравнение показывает, что второй счетчик с точностью до 25% по сравнению с расчетом считает прямо прошедшие γ-лучи. Первый же счетчик считает в сотни раз больше, чем следует по расчету. Это показывает, что основная доля его нагрузки вызывается не прямыми γ-лучами, а γ-лучами и электронами, рассеянными от краев коллиматора, от газа, от задней стенки прибора и т. д.

Размеры и форма источника γ-лучей

Источникам γ-лучей придавалась та или иная форма в зависимости от количества активного вещества, жесткости γ-лучей и коэффициента поглощения их в активном веществе.

Если вещество обладало большой удельной активностью (например ThC″, Cs^{134}), то источник изготовлялся в виде цилиндра ϕ 4—5 мм. Опыты показывают, что при этом не нужно было добиваться большой точности в установке источника (см. стр. 621). Если радиоактивное вещество обладало малой удельной активностью, то приходилось брать его много; в этом случае оно помещалось в запаянной пробирке с внешним ϕ 15 мм (по диаметру коллиматора) и длиной до 6—7 см (например в опытах с Fe^{59}, Cu^{64}, Br^{82}). Большие поперечные размеры источника приводят к расширению спектральных линий (см. стр. 622) и уменьшению светосилы прибора.

Если толщина препарата вдоль направления распространения γ-лучей такова, что γ-лучи с энергией 200 keV поглощаются в препарате более, чем на 1%, нужно вносить поправку на поглощение в препарате, которая, разумеется, будет различной для γ-квантов разной энергии. Поправка вводится по таблицам ослабления первичных γ-лучей [17].

Топография магнитного поля

Принцип действия описываемого спектрометра предполагает, что магнитное поле однородно. В действительности вертикальная составляющая магнитного поля, создаваемого между полюсами С-образного магнита, куда помещался спектрометр (рис. 6), слегка убывала в направлении x. Измерения топографии поля были произведены при помощи длинной и узкой (5 мм) индукционной катушки и флюксметра.

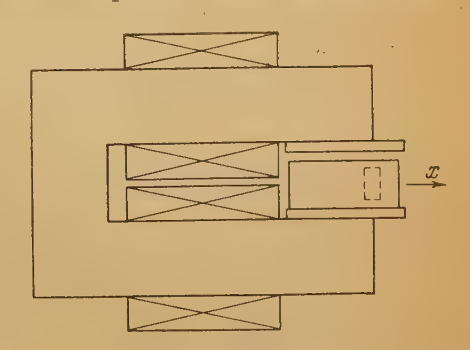


Рис. 6. Магнит и камера

Результаты измерений изображены на рис. 7: заштрихованный кружок справа — рабочее пятно мишени, слева — сечение наиболее широкой части пучка. В области самых крайних используемых траекторий (крайняя внешняя точка мишени) напряженность магнитного поля на 1,5% меньше, чем в основной части прибора.

Измерения магнитного поля

Измерения магнитного поля производились по методу индукционной катушки и флюксметра. Эти измерения носили только ориентировочный характер.

Перед основными измерениями прибор градуировался по γ-линиям с хорошо известной энергией: составлялся график, связывающий показания потенциометра, соответствующие экспериментальному максимуму, с энергией γ-квантов. Этот способ исключает большинство систематических ошибок; подробнее он рассмотрен в параграфе 5.

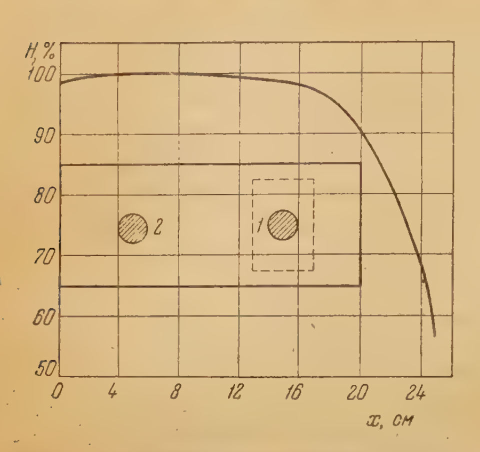


Рис. 7. *1* — кривая зависимости напряженности магнитного поля от расстояния от задней стенки камеры, *2* — положение рабочего пятна мишени, *3* — положение наиболее широкой части пучка электронов после первой щели по отношению к распределению магнитного поля

Питание магнита

Питание магнита производилось аккумуляторами. Компенсационная схема с магазином сопротивлений КМС-6 и гальванометром позволяла поддерживать ток постоянным в пределах $\pm$ 0,002 А; отклонению тока на 0,01 А соответствовало перемещение зайчика гальванометра на 5 делений шкалы.

В основном рабочем диапазоне ($h\nu = 0{,}5 \div 2{,}0$ MeV) напряженность магнитного поля H изменяется линейно с силой тока. Выше 2 MeV наблюдаются отступления и при 3 MeV магнитное поле уже на 5% ниже, чем следует по линейному закону. Это обстоятельство не является, однако, существенным, так как прибор градуируется по известным γ-линиям.

Для того чтобы, задавая определенную силу тока, получать одно и то же магнитное поле, необходимо подходить к нужной точке по одной и той же частной петле гистерезиса. Поэтому при измерениях ток всегда менялся по определенному циклу:

$$0 \to I_{\text{раб}} \to I_{\text{макс}}\,(h\nu = 3{,}2 \text{ MeV}) \to 0 \to I_{\text{раб}} \to \ldots;$$

обычно перед началом измерений этот цикл проходился 3—4 раза («тренировка поля»). Эта операция обеспечивала воспроизводимость магнитного поля с точностью 0,1%; при полуширине спектральных линий $> 4\%$ более высокая воспроизводимость не нужна.

4. Форма спектральной линии

Создаваемая в нашем приборе монохроматическими γ-лучами спектральная линия имеет со стороны меньших энергий «хвост», который в принципе простирается до $H\rho = 0$. Если спектр γ-лучей — сложный, то разделение эффектов, связанных с разными γ-линиями, требует знания формы спектральной линии при разных энергиях. Данные о форме линии могут быть получены как экспериментальным, так и расчетным путем.

Экспериментальные данные о форме линии

Для исследования формы линии удобны вещества, дающие одну γ-линию (Zn^{65}, позитронные излучатели без ядерных γ-лучей) или достаточно удаленные линии (Na^{24}, Au^{198}).

Так как исследования γ-спектров проводятся на описываемом приборе уже много лет и условия опытов изменялись, приведенные далее кривые систематизированы по условиям опытов.

Форма линии в опытах 1950—1952 гг.

Опубликованные ранее γ-спектры Co^{60}, Ag^{110}, Fe^{59}, Sb^{124}, Br^{82}, Cs^{134} и Cu^{64} изучались в следующих условиях: толщина мишени $\sim 50\,\mu$ целлофана, мишень в форме круга φ 22 мм, пленки на счетчиках толщиной $\sim 17\,\mu$ целлофана; прибор наполнялся гелием при давлении 32 см рт. ст., размеры обеих щелей 2×54 мм.

Для исследования формы линии в этих условиях были изучены следующие γ-линии:

$h\nu_1 = 411{,}77$ keV — Au^{198},
$h\nu_2 = 510{,}98$ keV — аннигиляц.,
$h\nu_3 = 1118$ keV — Zn^{65},
$h\nu_4 = 1367{,}9$ keV — Na^{24},
$h\nu_5 = 2614{,}3$ keV — ThC″,
$h\nu_6 = 2753{,}5$ keV — Na^{24}.

Эти линии в том виде, в каком они были получены на опыте (за вычетом фона), изображены на рис. 8 (сплошные линии). По оси абсцисс

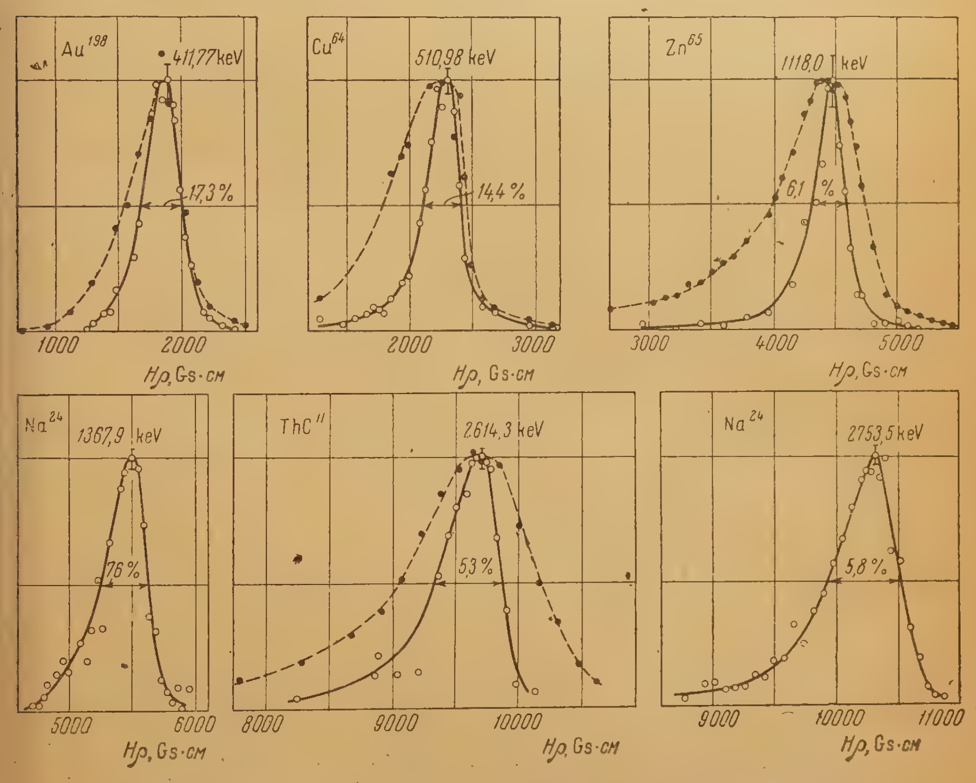


Рис. 8. Некоторые экспериментальные линии, полученные на ритроне. Сплошные кривые получены с целлофановой мишенью толщиной 50 μ и щелями шириной 2 мм; пунктирные кривые получены с бериллиевой мишенью толщиной 0,4 мм и щелями шириной 7 мм

отложено произведение из ρ_0 (радиуса построения прибора) на H (измеренное магнитное поле). Ввиду того что градуировка ритрона по энергиям производилась непосредственно по γ-линиям, в точных измерениях магнитного поля не было необходимости, поэтому указанные под кривыми значения $H\rho$ следует рассматривать как ориентировочные. На рис. 9 эти же линии изображены после приведения к равным интервалам энергии γ-лучей. Для удобства сравнения максимумы кривых совмещены по оси абсцисс, но смещены по оси ординат.

На рис. 10 сплошной линией изображена зависимость относительной полуширины линий $\Delta H\rho/H\rho$ от $H\rho$. Помимо линий, изображенных на рис. 8 и 9, здесь использованы также те линии Ac^{228}, Ag^{110}, Co^{60}, Fe^{59}, Sb^{124}, Cs^{134}, La^{140}, полуширину которых можно хорошо определить. Полуширина линий достигает 34% при $h\nu = 338$ keV, затем резко падает до 7% при 1 MeV, после чего медленно убывает до 5,5% при 1,7 MeV и затем остается постоянной.

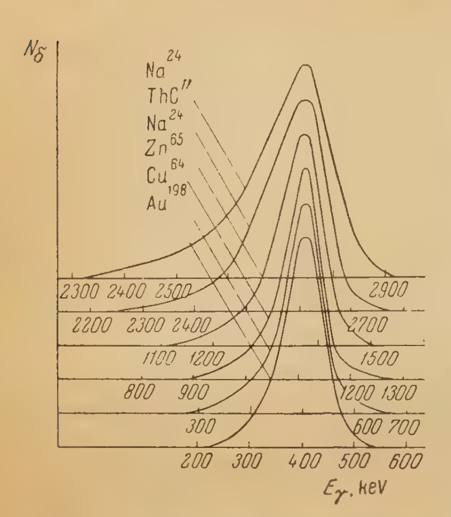


Рис. 9. γ-Линии после приведения к равным интервалам энергий; высота линий сделана одинаковой

В магнитных β-спектрометрах относительная полуширина линии $\Delta H\rho/H\rho$ не зависит от энергии, если источник достаточно тонок; в магнитном γ-спектрометре такого постоянства нет, но выше энергии 1 MeV приблизительное постоянство наблюдается. Относительно отдельных точек рис. 10 следует сделать некоторые замечания. Полуширина линии в некоторой степени зависит от ширины источника, которая была различной у разных препаратов. Особенно большие размеры имели препараты Na^{24} и Cu^{64}: из-за малой удельной активности этих веществ ими приходилось наполнять пробирку, имевшую внутренний ϕ 14 мм. Соответствующие

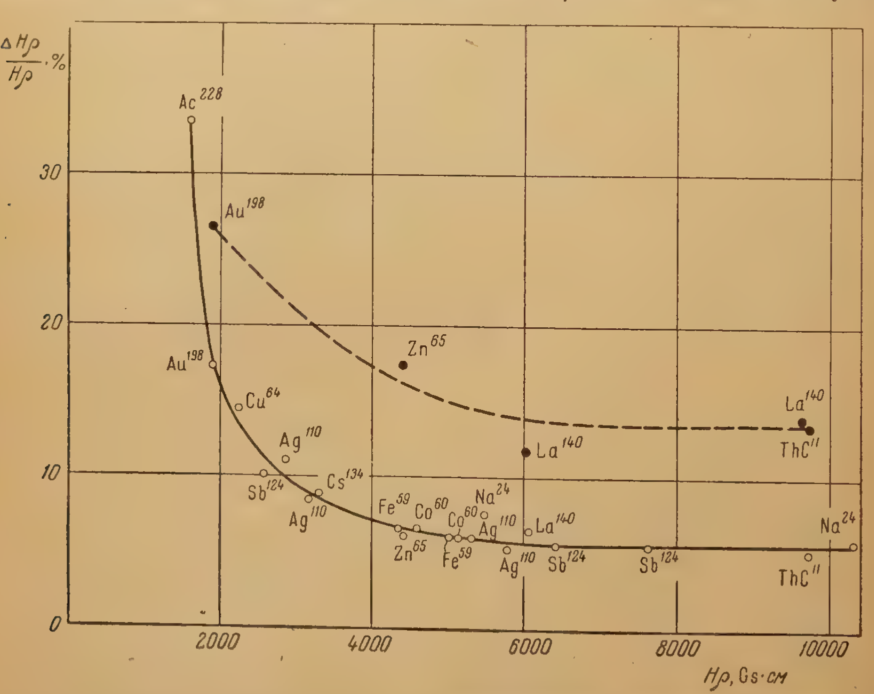


Рис. 10. Зависимость $\Delta H\rho/H\rho$ от $H\rho$. Сплошная кривая относится к стандартным условиям (целлофановая мишень толщиной 50 μ, щели шириной 2 мм); пунктирная кривая — к бериллиевой мишени (толщина мишени 0,4 мм, щели шириной 7 мм)

точки расположились немного выше сплошной кривой рис. 10. Остальные препараты имели $\phi \sim 5$ мм. Возможно, что линия, принадлежащая

Ac^{228}, получилась слишком широкой из-за близких линий радиоактивных примесей.

Интерполируя сглаженные кривые рис. 9, можно построить форму линии для любой энергии γ-квантов. Такие кривые строились каждый раз, когда было необходимо разлагать сложный γ-спектр на компоненты.

Форма линии в опытах с бериллиевой мишенью

В ряде γ-спектров имеются настолько слабые линии, что изучить их в условиях основной серии опытов невозможно. Для того чтобы наблюдать их, необходимо значительно увеличить светосилу прибора.

С этой целью были выбраны следующие условия: мишень — Be толщиной 400 μ, пленки на счетчиках — целлофан толщиной 17 μ, наполнение прибора — He при давлении 32 см рт. ст., размеры обеих щелей 7×54 мм.

В этих условиях были изучены γ-линии Au^{198}, аннигиляции, Zn^{65} и ThC″. Они изображены пунктиром на рис. 8. Спектральные линии получились, конечно, гораздо более широкими; следует, однако, учитывать, что этой ценой приобретено значительное увеличение скорости счета: так, например, в случае Au^{198} скорость счета на максимуме возросла в 25 раз.

Зависимость относительной полуширины от $H\rho$ для этого случая изображена на рис. 10 пунктиром.

Форма линии в новой серии опытов (1953 г.)

Для улучшения спектральных качеств прибора в области малых энергий γ-лучей в 1953 г. был сделан ряд изменений в условиях экспериментов по сравнению с основной серией опытов: толщина целлофановых пленок на окнах счетчиков была уменьшена с 17 μ до ~1 μ, что значительно уменьшило рассеяние электронов в счетчиках: вместо чистого гелия при давлении 32 см рт. ст. прибор наполнялся смесью 96% He + 4% CH_4 при прежнем общем давлении. Это стабилизовало работу счетчиков, но немного (на ~15%) увеличило рассеяние электронов в газе. Ввиду того что использование высоких щелей приводит к увеличению «хвоста» у линий, высота щелей была уменьшена с 54 до 46 мм.

В таких условиях были исследованы γ-спектры La^{140}, Au^{198}, Ir^{192}, Eu^{152},^{154}, W^{187} и As^{76}.

Полученные в этих условиях одиночные линии Au^{198}, Zn^{65} и ThC″ изображены на рис. 11.

В области $h\nu = 400 \div 500$ keV линии стали значительно у́же; в области больших энергий существенных изменений не произошло. Зависимость относительной полуширины от $H\rho$ изображена на рис. 12.

Линии $h\nu = 411{,}77$ keV Au^{198} и 1118 keV Zn^{65} были исследованы особенно тщательно. Установлено, что «хвосты» этих линий тянутся действительно очень далеко, но имеют столь малую интенсивность, что их присутствие не играет существенной роли при разложении γ-спектров на компоненты.

О расчетах формы линии

Форма спектральной линии определяется следующими факторами:

1) энергией γ-квантов,

2) относительным расположением и размерами мишени и выделяющих щелей («геометрией»),

3) рассеянием и торможением электронов отдачи в мишени,

4) размерами источника,

5) рассеянием и торможением электронов отдачи в газе, наполняющем прибор, и в пленке, стоящей на окне первого счетчика.

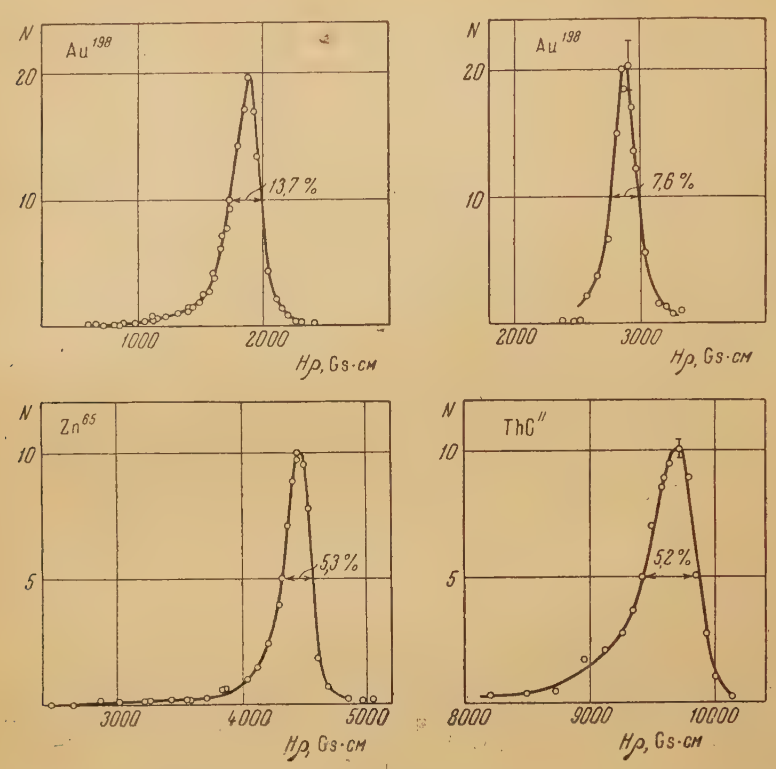


Рис. 11. Одиночные γ-линии Au^{198}, Zn^{65} и ThC″, полученные в новых условиях (более тонкие пленки на окнах счетчиков и более короткие щели)

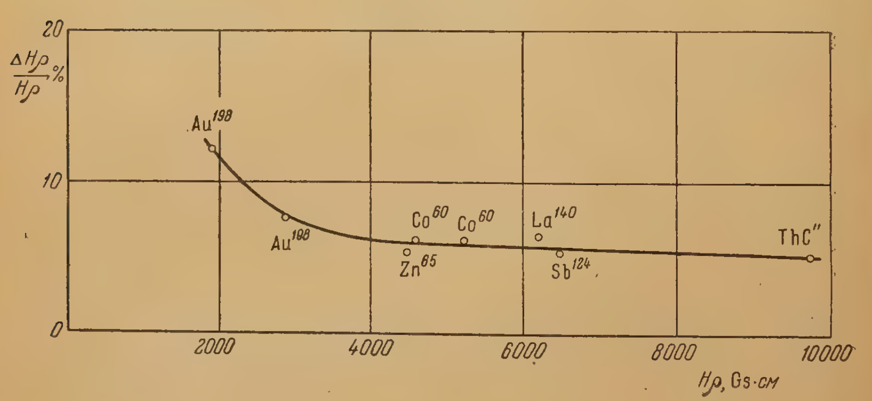


Рис. 12. Зависимость $\Delta H\rho\,/\,H\rho$ от $H\rho$ в новых условиях

Строгий расчет формы линии, учитывающий все перечисленные выше факторы при одновременном их действии, оказывается слишком сложным. Пока имеются данные только о роли каждого из факторов по отдельности.

Расчеты формы спектральной линии без учета факторов 3) и 4) были произведены Хольновым [18]. Они относятся к определенному геометрическому расположению и размерам источника, мишени и щелей: а) источ-

ик точечный, находящийся на расстоянии 32 см от мишени, на линии, ерпендикулярной к мишени и проходящей через ее центр, б) мишень меет форму круга ϕ 2,2 см, в) радиус кривизны основной траектории, роходящей через центр мишени, — 5,5 см, г) первая и торая щели имеют размеры ×54 мм.

Расчеты производились ля энергии квантов $h\nu =$ = 0,5, 1, 2, 4 и 7 m_0c^2 (255, 11, 1022, 2044 и 3577 keV). ишень разбивалась на 112 частков, которые заменялись очками, расположенными в ентре этих участков. Число лектронов отдачи, вышедших из каждого участка и рошедших через обе щели, пределялось при 14 значених магнитного поля с учетом глового и энергетического аспределения электронов отачи и угла падения γ-квантов на данный участок. Зачем данные, относящиеся к азличным участкам, суммировались, и в результате получалась спектральная линия, образованная четырнацатью точками.

Результаты расчетов геометрической формы линий риведены на рис. 13 в виде унктирных кривых; сплошые кривые дают форму линий с учетом торможения и ассеяния электронов отдачи мишени. Рассмотрение кривых рис. 13 приводит к следующим заключениям:

а) у всех линий наблюдается довольно медленный одъем со стороны малых нергий и резкое падение со тороны больших энергий; та асимметрия линии тем сильнее, чем больше энергия γ-квантов;

б) геометрическая полуширина линии возрастает с 2,7% при 511 keV о 3,1% при 3577 keV;

в) при всех энергиях γ-лучей в изучаемых линиях нет электронов с $H\rho < 0{,}90\, H\rho_{\text{макс}}$;

г) максимумы всех линий лежат при магнитном поле, несколько больем, чем H_0 (поле, при котором электрон, выбитый γ-квантом, точно перед из центра мишени, двигается по кругу радиуса ρ_0 и проходит у нешних краев обеих щелей); максимальная интенсивность наблюдается ри поле H, превышающем H_0 приблизительно на 1%, когда указанная раектория проходит приблизительно на расстоянии 0,5 мм от внешнего рая щелей.

Рис. 13. Расчетные формы γ-линий: *а* — 511, *б* — 1022, *в* — 2044, *г* — 3577 keV. Пунктир—«геометрические» формы линий; сплошные кривые получены с учетом торможения и рассеяния электронов отдачи в мишени

Представление о «геометрической» форме линии представляет интерес

со следующей точки зрения: если уменьшать толщину мишени, давлени газа, толщину пленки на счетчиках, размеры источника — все размываю щие линию факторы, то действительная форма линии должна стремиться к «геометрической».

Учет многократного рассеяния и торможения электронов отдачи в мишени

В 1954 г. Хольновым, Приходцевой, Ивановым и Недовесовым произ веден расчет формы линии в тех же геометрических условиях, каки были выбраны раньше, но с учетом фактора 3) — многократного рассеяни и торможения электронов в мишени (~ 50 μ целлофана с поверхностно плотностью 6,15 мг см$^{-2}$).

Для учета потери энергии на торможение предполагалось, что элект роны отдачи зарождаются с равной вероятностью в любом слое мишени и проходят оставшуюся толщину по нормали мишени. Расчет многократног рассеяния производился по методу, изложенному в [19], основанному н теории многократного рассеяния Вильямса; при этом торможение не учи тывалось. Такое раздельное рассмотрение двух эффектов является, конечн только приближенным: в действительности электроны отдачи, выбиты под значительными углами, имеют меньшую энергию, претерпевают боль шие ионизационные потери и должны рассеиваться несколько больше чем следует по проделанным расчетам; с другой стороны, многократно рассеяние увеличивает путь электрона в мишени и соответственно расту потери.

Однако раздельное рассмотрение эффектов не должно вызыват заметных погрешностей, если оба эффекта малы. В тех случаях, которы представляют практический интерес, это действительно так; это можн видеть из данных табл. 2.

Таблица 2

Некоторые данные о рассеянии и торможении электронов отдачи в целлофаново пленке толщиной 50 μ ($\sigma = 6{,}15$ мг см$^{-2}$)

Энергия γ-лучей, в единицах m_0c	Энергия электрона, выбитого вперед, keV	α_0—средний угол рассеяния в пленке [19]	Расширение линии из-за рассеяния при $\theta = 0$, %	dE/dx для данной энергии, MeV г$^{-1}$ см^2	ΔE — средняя потеря в пленке, keV	$\Delta E/E$, %	Расширение линии из-за торможения, %	Суммарное расширение из-за рассеяния и торможения, %
0,75	229,9	15°,3	2,0	3,05	18,8	8,18	2,8	4,8
1	340,6	9°,7	1,1	2,65	16,3	4,8	1,2	2,3
2	817,6	4°,8	0,17	2,15	13,2	1,6	0,16	0,33
7	3339,6	1°.4	0,06	2,10	12,9	0,39	<0,1	<0,16

Детали расчета будут опубликованы позже. В результате расчето были получены формы линий, изображенные на рис. 13 сплошными ли ниями. Со стороны малых энергий линия $E_\gamma = 511$ keV оборвана пр энергии электронов, соответствующей комптоновскому углу вылета 20° остальные линии сами кончаются раньше. К электронам, выбитым по большим комптоновским углом и повернувшим благодаря рассеянию пленке к направлению γ-квантов, нельзя применять теорию многократ ного рассеяния электронов, предложенную Вильямсом (см. дальше).

Сравнивая сплошные и пунктирные линии на рис. 13, можно сделат следующие выводы:

а) мягкие γ-линии ($h\nu \leqslant 1{,}02$ MeV) в результате учета торможения рассеяния становятся значительно более широкими;

б) форма и ширина жесткой линии ($h\nu = 3580$ keV) практически не меняются.

Сопоставляя расчетные и экспериментальные линии, можно сделать едующий вывод.

Факторы 2) и 3) (стр. 609), отражающие размеры и толщину мишени, змеры и расположение щелей, а также рассеяние и торможение элекронов отдачи в мишени, обусловливают меньшую ширину линий, чем блюдается на опыте.

Рассеяние электронов в газе или в пленках на первом счетчике не ляется фактором, вызывающим дополнительное расширение линий: сширение наблюдается даже при $h\nu = 2760$ keV, т. е. в области, где ссеяние не может играть существенной роли. Прямые опыты с понижеием давления также подтверждают малую роль рассеяния в газе. Поому приходится предполагать, что расширение линий вызвано либо иянием размеров источника (фактор 4), либо погрешностями при устаовке мишени, щелей и коллиматора, либо другими, еще не выясненными ичинами.

Использование теории Вильямса для многократного рассеяния элекронов законно только в том случае, если углы рассеяния не превосходят ° [20]. Между тем угловое распределение электронов отдачи таково, о в интервале $\theta = 0 \div 20°$ при $h\nu = 3500$ keV лежит около половины ектронов отдачи, а при $h\nu = 383$ keV — только 19% электронов отдачи м. табл. 3).

Таблица 3

Некоторые данные об электронах отдачи

ν, keV	Энергия, keV		$H\rho$, Gs·cm		$\frac{(H\rho)_{20°}}{(H\rho)_{0°}}$	Доля электронов отдачи, лежащая в пределах 20°, %
	$\theta = 0°$	$\theta = 20°$	$\theta = 0°$	$\theta = 20°$		
383	229,9	197,9	1790	1639	0,9156	19
511	340,6	289,5	2273	2056	0,9045	21
1022	817,6	660,2	4092	3516	0,8592	28,7
2044	1818	1326	6813	5141	0,7546	43,1
3577	3340	2134	12730	8656	0,6800	49,5

Все остальные электроны могут в результате рассеяния выйти из ишени в направлении γ-квантов, но для этого им необходимо рассеяться олее чем на 20°. Следовательно, к ним теорию Вильямса применять ельзя. Такие электроны в небольшой степени несомненно регистрируются рибором: на хорошо измеренных линиях Au^{198} ($h\nu = 411$ keV) и Zn^{65} $\nu = 1118$ keV) «хвосты» тянутся до $H\rho \approx 0{,}5\ H\rho_{\text{макс}}$ — гораздо дальше, эм соответствует $\theta = 20°$. Эти длинные хвосты несомненно обусловлены ильно рассеявшимися электронами отдачи, выбитыми под большими θ; ля расчета их интенсивности необходимо использование теорий многоратного рассеяния, применимых в более широком интервале углов, чем еория Вильямса.

Интенсивность в далеких точках «хвоста» невелика, хотя количество ождающихся электронов соответствующей энергии велико. Это происодит потому, что для мягких электронов угловое распределение в езультате рассеяния приближается к изотропному, и на узкий интерал углов, выделяемый прибором, приходится малая доля электронов тдачи.

5. Градуировка ритрона по энергиям

Из предыдущего параграфа видно, что наблюдающиеся на ритроне спектральные линии имеют сложную форму. Возникает задача: как по наблюдающейся спектральной линии определить энергию γ-квантов? Если бы удалось рассчитать форму спектральных линий для разных энергий γ-квантов, учитывая все условия эксперимента, и полученные расчетные линии совпали бы по форме с наблюдающимися, то поставленная задача решалась бы автоматически: нужно было бы только интерполированием подобрать расчетную кривую, совпадающую с наблюдающейся, и по ней узнать E_γ.

В настоящее время, однако, мы не располагаем расчетными спектральными кривыми, которые достаточно хорошо совпадали бы с экспериментальными. Поэтому указанный путь не является в настоящее время наилучшим. Его приходится заменять специальной градуировкой.

К настоящему времени энергия некоторых γ-линий известна уже с очень большой степенью точности. При помощи спектрометров, основанных на рассеянии γ-лучей на изогнутых кристаллах, и спектрометров, использующих конверсионные электроны, удается производить измерения энергии наиболее интенсивных линий с погрешностью менее 0,01%. Описываемый спектрометр не может конкурировать с указанными методами в задаче измерения энергии хотя бы потому, что получающиеся на нем линии имеют гораздо большую относительную ширину, чем линии конверсионных электронов в современных β-спектрометрах.

Спектрометр предназначен в основном для измерения относительных интенсивностей линий, и измерения энергии не являются главной задачей. Вследствие этого представляется рациональным градуировать спектрометр по известным γ-линиям. Разумеется, такая градуировка будет действительной только при изучении γ-спектров в тех же условиях, в каких были измерены градуировочные линии.

Градуировка производилась по максимумам линий. Положение максимума $E_{\text{макс}}$ находилось как абсцисса точки пересечения прямых, проведенных через наиболее крутые участки линий, представленных в координатах $N = f(E_\gamma)$, где N — скорость счета совпадений, а E_γ — условная энергия квантов, вычисленная по формулам:

$$\left.\begin{aligned} E_\gamma &= \frac{1}{2} m_0 c^2 \left(E_{\text{эл}} + \sqrt{E_{\text{эл}}^2 + 2E_{\text{эл}}}\right) \\ \text{и}\qquad E_{\text{эл}} &= m_0 c^2 \left[\sqrt{1 + \left(\frac{e}{m_0 c^2}\right)^2 (H\rho_0)^2} - 1\right], \end{aligned}\right\} \quad (1)$$

где H — измеренное магнитное поле, а ρ_0 — радиус построения прибора, равный 55 мм. Градуировка заключалась в построении экспериментальной кривой, связывающей истинную энергию γ-квантов $E_{\text{ист}}$ с энергией $E_{\text{макс}}$.

Для градуировки были использованы следующие γ-линии:

$h\nu_1 = 411{,}77$ keV — Au^{198}
$h\nu_2 = 510{,}98$ keV — аннигиляц.
$h\nu_3 = 609{,}37$ keV — RaC
$h\nu_4 = 1118$ keV — Zn^{65}
$h\nu_5 = 1122$ keV — RaC
$h\nu_6 = 1171{,}5$ keV — Co^{60}
$h\nu_7 = 1331{,}6$ keV — Co^{60}
$h\nu_8 = 1761$ keV — RaC
$h\nu_9 = 2200$ keV — RaC
$h\nu_{10} = 2450$ keV — RaC
$h\nu_{11} = 2614{,}3$ keV — ThC″
$h\nu_{12} = 2753{,}5$ keV — Na^{24}

На рис. 14 изображены градуировочные кривые. По оси абсцисс отложена энергия γ-квантов — $E_{\text{макс}}$, вычисленная по формуле (1) для вершины

спектрального пика, по оси ординат $E_{ист}/E_{макс}$, где $E_{ист}$ — приведенные выше «истинные» значения энергии γ-квантов.

Точки, полученные в стационарных условиях 1952 г. (рис. 14, *а*), располагаются вокруг прямой $E_{ист}/E_{макс} = 0{,}95$ со средним квадратичным разбросом $\sim 1\%$.

Точки, относящиеся к бериллиевой мишени, изображены на рис. 14, *б*. Наконец, градуировочные точки, относящиеся к условиям опытов 1953—1954 гг., лежат на кривой рис. 14, *в*. Для того чтобы получить величину энергии γ-квантов, нужно умножить на указанные коэффициенты экспериментальные значения $E_{макс}$, относящиеся к пикам линий, получающихся после разделения спектра на компоненты.

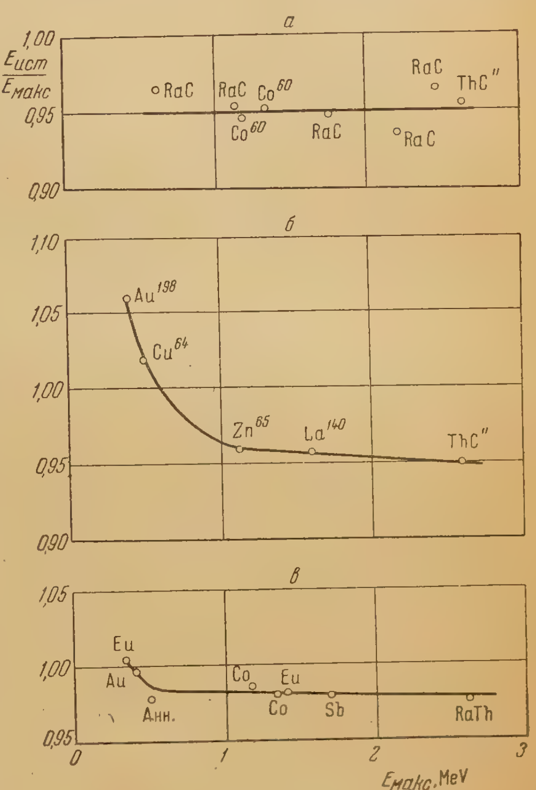


Рис. 14. Градуировка ритрона по энергиям: *а* — в стандартных условиях 1952 г., *б* — в условиях опытов с бериллиевой мишенью, *в* — в стандартных условиях 1953—1954 гг.; $E_{макс}$ — экспериментальные положения максимума линий, $E_{ист}$ — истинные значения энергии γ-лучей в MeV

6. Спектральная чувствительность прибора

Определение понятия «спектральная чувствительность»

Непосредственно наблюдающуюся на опыте кривую зависимости числа совпадений от силы тока приходится обрабатывать: вычитать фон, приводить к равным интервалам энергии, вносить поправки на различное ослабление γ-лучей до их падения на мишень, на зависимость эффективности регистрации электронов отдачи от их энергии. После введения всех этих поправок получается кривая, содержащая ряд пиков, отображающих γ-линии. Площадь каждого пика пропорциональна числу выходящих из источника квантов данной энергии. Но одинаковое число квантов разной энергии создает пики разной площади. Если представить себе, что из источника выходит набор квантов разной энергии, но в равном числе, то в приборе должен получиться набор пиков, которые мы, пользуясь данными о форме линии, можем разделить: пики будут иметь неодинаковые площади.

Примем условно площадь пика для $h\nu = 1$ MeV за единицу; площадь других пиков обозначим S_γ. Кривую $S_\gamma = f(h\nu)$ мы будем называть спектральной чувствительностью прибора.

Спектральная чувствительность прибора является его важнейшей характеристикой: зная ее, мы можем по экспериментально найденному спектру определять относительные интенсивности отдельных линий. Спектральную чувствительность можно изучать опытным путем и рассчитывать.

Если бы имелся набор препаратов с различными энергиями γ-квантов и точно известным числом γ-квантов каждого сорта, то опытное изучение спектральной чувствительности свелось бы к промеру соответствующих

линий и отнесению их к $h\nu = 1$ MeV. Однако абсолютные измерения числа выходящих из источника γ-квантов обычно столь неточны, что этот путь не может привести к хорошему определению S_γ. Необходимо использовать относительные измерения.

Препараты, пригодные для экспериментальных исследований спектральной чувствительности

Для экспериментального исследования спектральной чувствительности необходимы препараты, которые являлись бы источником γ-квантов разной энергии, но с заранее известным соотношением интенсивностей. Такими источниками могли бы, на первый взгляд, являться любые препараты с хорошо промеренным γ-спектром. Однако следует помнить, что удовлетворительных методов определения относительных интенсивностей γ-квантов разной энергии в сложном γ-спектре практически нет. Создавая метод, при помощи которого можно было бы измерять интенсивности лучше, чем любым способом раньше, мы не можем при градуировке опираться на менее точные данные. Остаются, таким образом, препараты, у которых соотношение интенсивностей известно с хорошей точностью из косвенных данных.

Это, во-первых, препараты из веществ с хорошо известной простой схемой распада, в которой γ-кванты разной энергии после β-распада следуют друг за другом каскадно и потому соотношение их чисел точно равно 1:1. Примером таких веществ могут служить Na^{24} ($h\nu = 1{,}38$ и $2{,}76$ MeV, оба кванта появляются в $\sim 100\%$ распадов) и Co^{60} ($h\nu = 1{,}17$ и $1{,}33$ MeV, оба кванта появляются в 100% распадов).

Во-вторых, для определения спектральной чувствительности могут служить препараты веществ, в которых за позитронным распадом следует одна γ-линия; в этих случаях соотношение чисел аннигиляционных и ядерных γ-квантов точно равно 2:1. Примером такого вещества может служить Na^{22} ($h\nu = 1{,}277$ MeV следует за каждым распадом).

Особенно ценными для изучения спектральной чувствительности являются вещества, испускающие γ-лучи в широком интервале энергий (Na^{24}, Na^{22}).

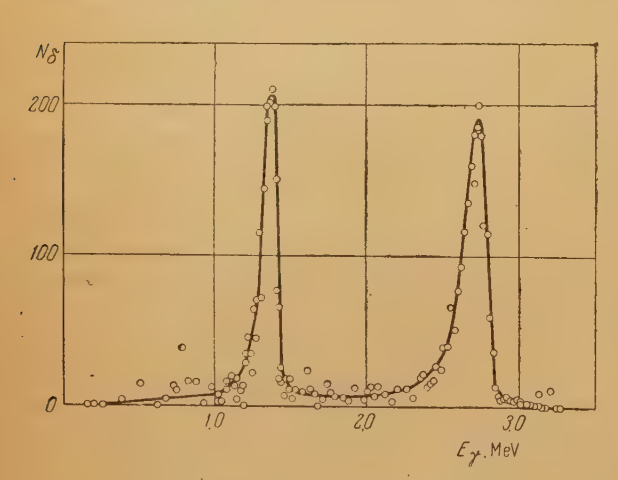


Рис. 15. γ-Спектр Na^{24}, приведенный к равным интервалам энергий

Опыты с Na^{24}

На рис. 15 изображена экспериментальная кривая для Na^{24} после учета фона, приведения к равным интервалам энергии и введения поправок на поглощение γ-лучей в препарате. Отношение площадей пиков равно $\frac{s_{2,76}}{s_{1,38}} = 1{,}44$. Таково же должно быть и отношение спектральных чувствительностей при этих энергиях: $\frac{S_{2,76}}{S_{1,38}} = 1{,}44$.

Опыты с Co^{60}

На рис. 16 изображена экспериментальная кривая для Co^{60} после введения всех поправок, но до учета спектральной чувствительности прибора.

азложив суммарную кривую на две подобные друг другу линии, можно айти отношение площадей

$$\frac{s_{1,33}}{s_{1,17}} = 1,074.$$

тсюда следует отношение спектральных чувствиельностей:

$$\frac{S_{1,33}}{S_{1,17}} = 1,074.$$

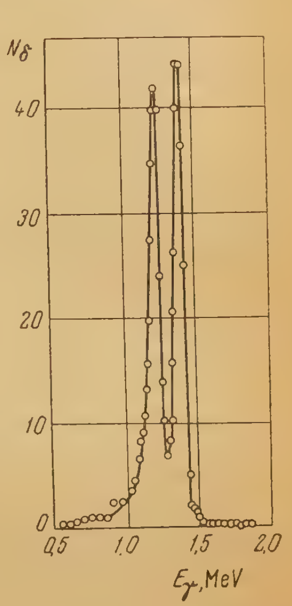


Рис. 16. То же, что на рис. 15, но для Co^{60}

пектральная чувствительность для бесконечно тонкой мишени

Для расчета спектральной чувствительности огут также быть использованы данные, полученые при изучении формы линии, если в них облюден правильный масштаб по оси интенсивнотей. На рис. 17 изображена кривая *1* спектральой чувствительности ритрона, вычисленная Хольовым [18] для точечного источника ($L = 31$ см, ишень ϕ 2,2 см, ширина щелей 2 мм) с учетом омптоновского распределения по углам и энергиям, но без учета рассеяния и торможения лектронов отдачи в мишени. Как было указано в параграфе 4, расчетные «геометрические» линии рис. 13) уже, чем экспериментальные. Поэтому прямое сопоставление расчетной спектральной чувствительности с опытными данными можно делать, только сделав предположение: размывающие линию факторы не изменяют величины очерченной ею площади.

Если на кривую рис. 17 поставить точку для γ-лучей Na^{24} с энергией $h\nu = 1,38$ MeV, то вторая точка Na^{24} для $h\nu = 2,76$ MeV ложится точно на кривую. То же происходит с точками для Co^{60}, но точность здесь меньше, так как γ-линии близки по энергии.

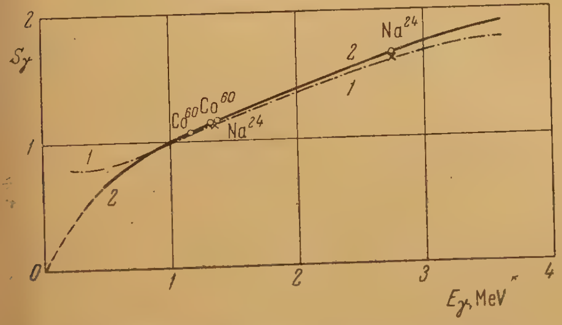


Рис. 17. Расчетные кривые спектральной чувствительности ритрона: *1*—«геометрическая», *2* — с учетом торможения и рассеяния электронов отдачи в мишени. На кривую нанесены градуировочные точки Na^{24} и Co^{60} (кружки нанесены на кривую *2*, крестики — на кривую *1*)

Согласие между экспериментальным и расчетным отношением спектральных чувствительностей для линий Co^{60} и Na^{24} оправдывает сделанное предположение. Сопоставление расчетных данных для бесконечно тонкой мишени с экспериментальными данными для целлофановой пленки толщиной 50 μ можно делать только для жестких γ-лучей с $E_\gamma > 1$ MeV, как это видно из кривых рис. 13.

Расчеты спектральной чувствительности с учетом многократного рассеяния и торможения электронов отдачи в мишени

Метод расчета спектров электронов отдачи, выбитых под разными углами, уже изложен в параграфе 4, а полученные по нему расчетные

формы линии изображены на рис. 13. Эти же расчеты дают материал, необходимый для построения кривой спектральной чувствительности.

В области энергий выше 1 MeV рассеяние и торможение электронов отдачи в мишени незначительны. Поэтому выше 1 MeV практически совпадают не только формы линии, но и кривые спектральной чувствительности, вычисленные с учетом рассеяния и торможения и без него (рис. 17). Сложнее обстоит дело с областью энергии ниже 1 MeV. Здесь рассеяние и торможение сильнее; у экспериментальных кривых появляются «хвосты», не поддающиеся пока расчету.

Неприменимость теории Вильямса при больших углах рассеяния вынуждает нас разделить все электроны отдачи на две группы: вышедшие под углами $\theta = 0 \div 20°$ к направлению γ-квантов и вышедшие под углами $\theta = 20 \div 90°$. К первым мы применяем теорию Вильямса, второй группой целиком пренебрегаем. При сравнении экспериментальных и расчетных линий мы будем использовать только участки, соответствующие углам $\theta = 0 \div 20°$.

Измерив сложный спектр и произведя разложение его на компоненты по экспериментальным кривым рис. 8 или рис. 11, мы должны из каждой компоненты выделить долю, соответствующую $\theta = 0 \div 20°$, и затем по кривым найти относительную интенсивность γ-лучей.

Однако прямое сопоставление расчетных и экспериментальных линий, обрезанных на $E_{\theta=20°}$, содержит некоторую погрешность. Электроны, первоначально выбитые в этом интервале углов θ, имевшие энергию от $E_{\text{макс}}$ до E_θ, из-за торможения у конечной ширины щелей будут регистрироваться и при меньших полях. Наоборот, электроны, соответствующие $\theta > 20°$, будут частично, из-за ширины щелей, попадать в область, приписываемую $E > E_\theta$. Эти поправки ничтожны для жестких линий, но, повидимому, могут достигать нескольких процентов для изучавшихся нами мягких линий. Мы ими пока пренебрегали. В этих условиях нами получена расчетная кривая спектральной чувствительности в области $E_\gamma = 0{,}383 \div 1$ MeV (рис. 17, кривая *2*).

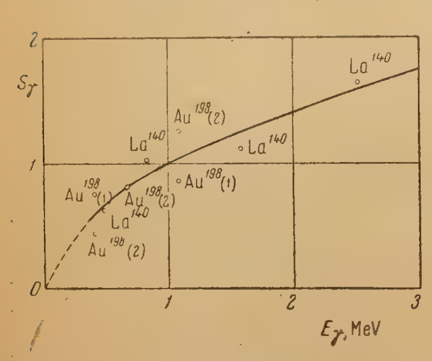


Рис. 18. Сопоставление нашей расчетной кривой спектральной чувствительности ритрона с данными, полученными из работ других авторов (La [25], Au [26, 27]). Цифры *1* и *2* обозначают соответственно мягкую и жесткую линии Au^{198}

Спектральная чувствительность падает при уменьшении энергии γ-лучей и тем быстрее, чем меньше их энергия.

Сравнение наших данных с данными других авторов

В измеренных нами γ-спектрах La^{140} и Au^{198} имеются линии, соотношение интенсивностей которых измерялось другими авторами. Исходя из этих данных и наших измерений отношения площадей, мы можем нанести соответствующие точки на нашу кривую спектральной чувствительности. Это сделано на рис. 18. Следует помнить, что большинство определений интенсивности γ-линий сделано с небольшой точностью (порядка 10—20%). Поэтому и точки на рис. 18 разбросаны довольно сильно. Однако согласие с общим ходом кривой удовлетворительное.

7. Светосила ритрона. Определение числа квантов данной энергии, выходящих из источника

Очевидно, что при помощи ритрона можно определять число γ-квантов заданной энергии, выходящих из данного источника. Если имеется

соответствующая градуировка, то определение числа квантов можно делать по скорости счета на максимуме спектральной линии или по ее площади. Градуировка может быть экспериментальной и расчетной.

Ввиду трудностей, связанных с осуществлением расчетов, охватывающих все особенности опытов, мы избрали экспериментальную градуировку по скорости счета на максимуме. Мы будем называть светосилой прибора число совпадений в секунду на максимуме линии (за вычетом фона), рассчитанное на 1 Cu, т. е. на $3{,}700 \cdot 10^{10}$ γ-квантов данной энергии, излучаемых в 1 сек.

Очевидно, что светосила прибора зависит от энергии γ-квантов, от размеров источника и от условий опытов.

Результаты опытов, проведенных в различных условиях, сведены в табл. 4. Для определения светосилы необходимо знать скорость счета

Таблица 4

Светосила ритрона в различных условиях

Вещество	Энергия γ-квантов, keV	Размеры препарата, см	Светосила*, совп.сек$^{-1}$Cu^{-1}	Примечание
		Стандартные условия 1951 г.		
Cu^{64}	411,77	ϕ 1,4; $l = 6$	0,60	Большое поглощение
Na^{24}	1380	ϕ 1,4; $l = 8$	3,3	
Na^{24}	2753	ϕ 1,4; $l = 8$	6,6	
Co^{60}	1171,5	ϕ 0,4; $l = 0{,}6$	3,8	
Zn^{65}	1118	ϕ 1,4	2,9	
		Опыты с бериллиевой мишенью		
Au^{198}	411,77	ϕ 0,8	10	
Zn^{65}	1118	ϕ 1,4	73	
		Стандартные условия 1953—1954 гг.		
Au^{198}	411,77	ϕ 0,4	1,0	
Zn^{65}	1118	ϕ 1,0	4,5	
Co^{60}	1171,5	ϕ 0,4; $l = 0{,}6$	8,0	

совпадений и активность источника. Последняя определялась дозиметрической лабораторией по общепринятым методам [23]. Разброс получающихся значений частично вызван погрешностью этих измерений, частично размерами источника и поглощением γ-лучей в нем.

8. Влияние изменения различных условий опытов на форму линии и спектральную чувствительность прибора

Влияние толщины мишени

Как было указано, большинство исследований γ-спектров и основные расчеты выполнены для целлофановой мишени толщиной 50 μ. Интересно

* В случае препарата с активностью 1 Cu на 1 см² мишени падает $3{,}27 \cdot 10^{8}$ кванта (если испускается 1 квант на распад) в секунду.

было выяснить, как сказывается на форме линии и ее площади изменение толщины мишени.

Опыты с мишенью тоньше 50 μ

γ-Спектр Sb^{124} был измерен при целлофановых мишенях толщиной 50 и 17 μ. Результаты представлены на рис. 19. На нем кривые *1* изображают γ-спектр Sb^{124}, полученный с мишенью толщиной 50 μ, а точки

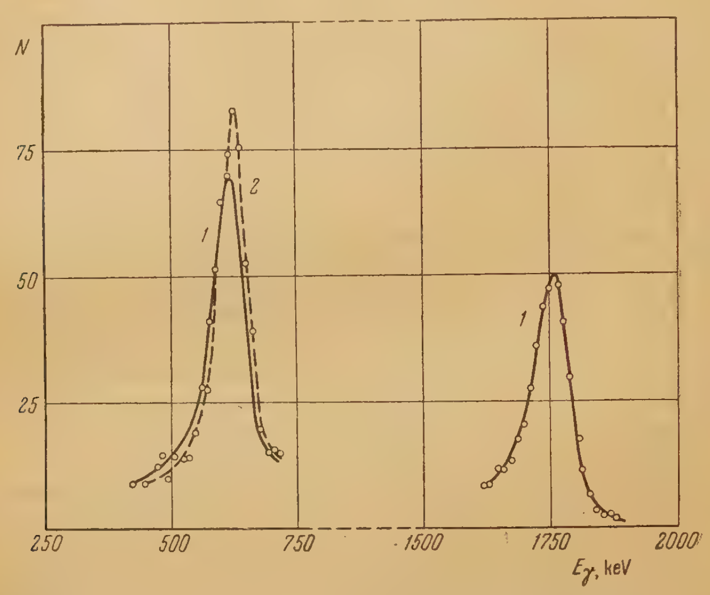


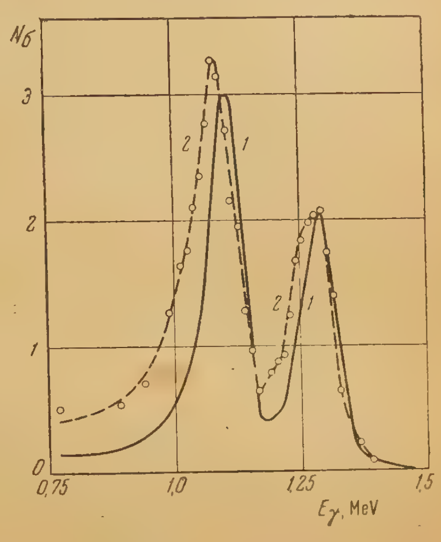
Рис. 19. Основые γ-линии Sb^{124}. Кривые *1* — для мишени толщиной 50 μ, точки и кривая *2* — для мишени толщиной 17 μ.

относятся к мишени толщиной 17 μ. Совмещение (по высоте) произведено по жесткой γ-линии ($h\nu = 1697$ keV), на форме которой не должна сказываться толщина мишени, так как рассеяние и торможение электронов отдачи при такой энергии мало́ (см. табл. 2). При этом оказалось, что линия $h\nu = 597$ keV (с возможной примесью более слабой линии $h\nu = 650$ keV) в опытах с тонкой мишенью (кривая *2*) получается на 13% выше, но немного у́же, чем в опытах с толстой мишенью, так что площадь возрастает на (2 ± 5) %. Отсюда можно сделать вывод, что в интервале 600 ÷ 1700 keV увеличение толщины мишени с 17 до 50 μ не вызывает ошибок в определении относительных интенсивностей линий, если последние определяются по площадям спектральных линий. Это оправдывает применение в указанном интервале энергий мишеней толщиной 50 μ.

Опыты с мишенью толще 50 μ

γ-Спектр Fe^{59}, состоящий из двух γ-линий $h\nu = 1100$ и 1278 keV, был исследован при толщине мишеней 50 и 200 μ. Результат изображен на рис. 20, на котором жесткие линии для той и другой мишени для удобства сравнения совмещены по высоте; в действительности при мишени в 200 μ скорость счета на максимуме жесткой линии в 2 раза больше, чем при 50 μ. Как видно из рисунка, обе линии при мишени толщиной 200 μ (кривая *2*) стали шире, чем при мишени толщиной 50 μ (кривая *1*) (относительная полуширина жесткой линии 9,6% вместо 7,2%), немного сместился максимум линий (на 2—3%) в сторону мень-

ших энергий, заметно возросли «хвосты» линий. Однако отношение площадей спектральных линий почти не изменилось: оно равно 1,39 : 1 при 50 μ и 1,35 : 1 при 200 μ. Из этого факта можно сделать вывод, что, изучая участки γ-спектров выше 1 MeV, можно пользоваться целлофановыми мишенями толщиной 200 μ, не опасаясь искажения интенсивности из-за



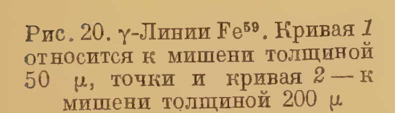


Рис. 20. γ-Линии Fe^{59}. Кривая *1* относится к мишени толщиной 50 μ, точки и кривая *2* — к мишени толщиной 200 μ

рассеяния и торможения электронов в мишени. Указанные опыты позволяют отнести рассеяние и торможение в мишени к числу таких факторов (см. стр. 617), которые приводят к размытию и смещению линии, но не приводят к изменению величины очерченной ею площади.

Влияние поперечных размеров источника

Для выяснения влияния поперечных размеров источника на ширину линий и на светосилу прибора были проведены опыты с небольшим по размерам препаратом Au^{198}, который помещался в различных точках внутри коллиматора на равных расстояниях от центра мишени. Положение точек указано на рис. 21, *а*. В каждом положении изучалась линия $h\nu = 411{,}77$ keV.

Результаты приведены на рис. 21, *б* и в табл. 5.

Таблица 5

Изменения в спектральных кривых при смещении γ-источника (Au^{198}) перпендикулярно оси коллиматора

Кривые	Положение источника	Положение максимума, keV	Полуширина линии, %	Высота максимума, %	Площадь линии, %
1	В центре коллиматора	411,2±2	12,2	100	100
2	Выше центра на 0,6 см	408,5±2	14,4	66±5	71
3	Вниз (на рис. 4) на 0,6 см	411,2±2	12,4	75±5	73
4	Вверх (на рис. 4) на 0,6 см	410,3±2	13,8	90±5	97
A	Усредненная линия	411;8±2	14,1	80±5	82

Положение максимума линии изменяется не более чем на 1% при смещении источника на 6 мм в любом направлении; относительная шири-

на спектральных линий также изменяется незначительно. Но высота линий и, самое главное, охваченная ими площадь изменяются очень сильно — площадь до 29%. Если, опираясь на данные табл. 5, подсчитать изменение светосилы при переходе от почти точечного источника к заполняющему все сечение коллиматора, то получается снижение светосилы на 18%. Это существенная поправка к светосиле, которая должна вводиться в случае применения широких источников.

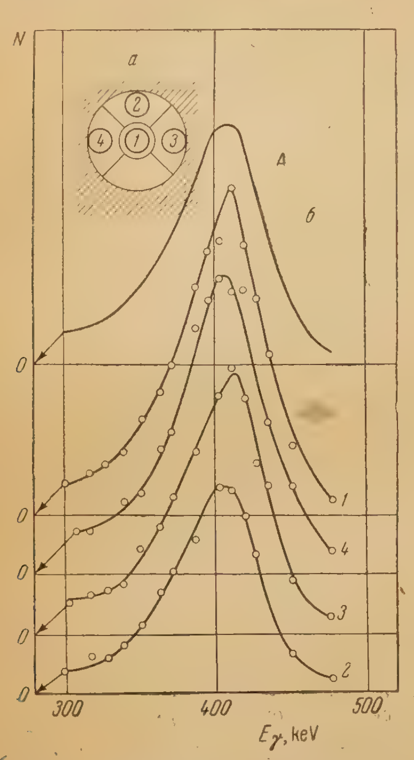


Рис. 21. γ-Линия Au^{198} с $h\nu = 411{,}77$ keV, снятая при различных положениях источника в коллиматоре: *а* — четыре положения источника в коллиматоре, *б* — *1*, *2*, *3*, *4* — линии, снятые в этих положениях; *А* — кривая, рассчитанная по *1*, *2*, *3*, *4* с учетом веса последних по *а*

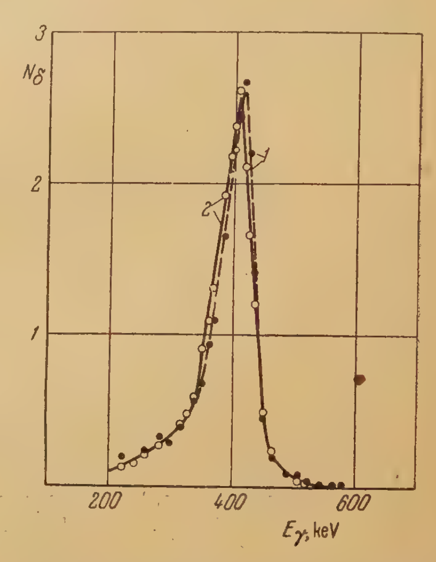


Рис. 22. γ-Линия Au^{198} с энергией 412 keV при давлении смеси в приборе 16 (кривая *1*) и 32 (кривая *2*) см. рт. ст.

Аналогичные, но менее подробные опыты были произведены с Co^{60}. Они показали, что и для жестких γ-лучей скорость счета совпадения в положениях *2*, *3* и *4* рис. 21 меньше, чем при центральном положении (приблизительно на 10%).

Влияние газа, находящегося в приборе

Основные опыты производились при наполнении прибора чистым гелием или смесью гелия (96,3%) и метана (3,7%) при полном давлении 32 см рт. ст. в обоих случаях.

Электроны отдачи с энергией больше 1 MeV не могут заметно рассеиваться или тормозиться в этом газе. Но можно было опасаться, что при малой энергии γ-лучей эти эффекты начнут сказываться на ширине линий или светосиле прибора. Поэтому были произведены исследования γ-спектров Au^{198} ($h\nu = 411{,}77$ keV) и Ir^{192} ($h\nu = 314$, 466, 612, 898 и 1053 keV) при давлениях смеси 32 см и 16 см рт. ст. для Au^{198} и 32, 17 и 8 см рт. ст. для Ir^{192} при прочих равных условиях.

Полученные результаты представлены на рис. 22 и 23. Из этих результатов можно сделать следующие выводы:

1) относительная полуширина линии $h\nu = 411{,}77$ keV при повышении давления с 16 до 32 см рт. ст. возрастает незначительно — с 12,3 до 13,4%.

2) скорость счета на максимуме линии практически не изменяется.

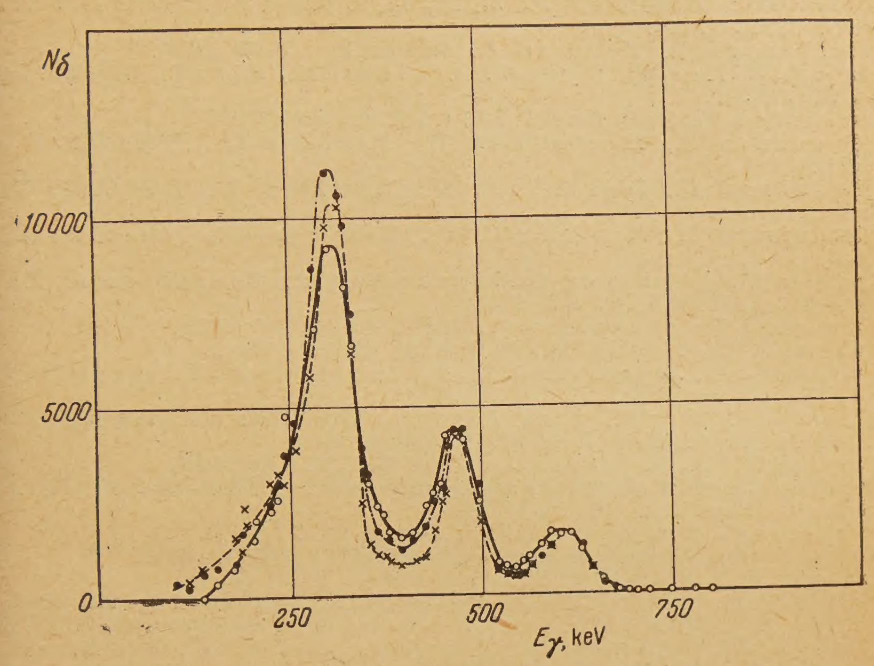


Рис. 23. Мягкая часть γ-спектра Ir^{192}, полученная при давлениях в приборе 8 (черные точки), 17 (крестики) и 32 (светлые точки) см рт. ст.

Заключение

Описанный в этой статье магнитный γ-спектрометр может применяться для исследования γ-спектров радиоактивных веществ в интервале энергий $300 \div 4000$ keV. При стандартных условиях (мишень 50 μ, щели шириной по 2 мм) относительная полуширина линий в интервале $h\nu = 1 \div 3$ MeV составляет $\sim 5{,}5\%$, при меньших E_γ линии шире. Для исследования в этих условиях пригодны препараты с активностью больше 1 mCu в расчете на изучаемую линию.

Для исследования более слабых препаратов могут применяться бериллиевые мишени толщиной 0,4 мм. В этих условиях светосила прибора больше в несколько десятков раз.

В отношении разрешающей способности описанный прибор уступает магнитному γ-спектрометру с улучшенной фокусировкой («элотрону») [24]. Однако он имеет перед элотроном то преимущество, что в нем применяются только однородные магнитные поля, а это позволяет осуществить расчеты формы линий, спектральной чувствительности, светосилы и других характеристик прибора.

Эта работа была начата еще в 1946 г. М. Л. Орбели и одним из авторов. В дальнейшем исследовании различных характеристик прибора принимали участие В. П. Приходцева, В. Г. Чумин, А. Феоктистов. Авторы выражают этим товарищам свою признательность.

Радиевый институт
Академии наук СССР

Получена редакцией
4. X. 1954 г.

Цитированная литература

1. Скобельцын Д., ZS. Phys., 43, 354 (1927).
2. Латышев Г., Компанеец А., Борисов Н., Гусак И., Journ. Phys. USSR, 3, 251 (1940); Кульчицкий А., Латышев Г., Journ. Phys. USSR, 4, 515 (1941); Латышев Г., ЖЭТФ, 14, 65 (1944); Латышев Г., Rev. Mod. Phys., 19, 132 (1947).
3. Mladjenovic M., Hedgran A., Ark. for Fys., 8, 49 (1954).
4. Motz J., Miller W., Wyckoff H., Gibson H., Kirn F., Rev. Sci. Instr., 24, 929 (1953).
5. Джелепов Б., Орбели М., ДАН СССР, 62, 615 (1948).
6. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, 77, 233 (1951).
7. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, 77, 597 (1951).
8. Джелепов Б., Жуковский Н., Хольнов Ю., ДАН СССР, 86, 497 (1952).
9. Громов К., Джелепов Б., Жуковский Н., Силантьев А., Хольнов Ю., ДАН СССР, 86, 255 (1952).
10. Джелепов Б., Силантьев А., ДАН СССР, 85, 533 (1952).
11. Громов К., Джелепов Б., ДАН СССР, 85, 299 (1952).
12. Джелепов Б., Жуковский Н., Приходцева В., Хольнов Ю., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 511 (1953).
13. Curran S., Dee P., Strothers J., Proc. Roy. Soc., 174, 546 (1940); Mandeville C., Phys. Rev., 62, 309 (1942).
14. Hofstadter R., McIntyre J., Phys. Rev., 78, 619 (1950).
15. Корф С., Счетчики электронов и ядерных частиц, стр. 88.— ИЛ, М., 1947.
16. Clure G., Phys. Rev., 90, 796 (1953).
17. Davisson C., Evans R., Rev. Mod. Phys., 24, 79 (1952).
18. Хольнов Ю., Диссертация, Радиевый институт АН СССР, 1952.
19. Джелепов Б., Изв. АН СССР, Серия физич., 18, 95 (1954).
20. Williams E., Proc. Roy. Soc., A 169, 531 (1939); Phys. Rev., 58, 292 (1940).
21. Muller D., Hoyt H., Klein D., Du Mond J., Phys. Rev., 88, 775 (1952).
22. Cork J., Branyan C., Stoddard A., Keller H., Le Blanc J., Childs W., Phys. Rev., 83, 681 (1951).
23. Бочкарев В., Кеирим-Маркус И., Львова М., Пруслин Я., Измерение активности бета- и гамма-излучений.—Изд. АН СССР, М. — Л., 1953.
24. Джелепов Б., Жуковский Н., Карамян А., Шестопалова С., Изв. АН СССР, Серия физич., 17, 518 (1953).
25. Bannerman R., Lewis G., Curran S., Phil. Mag., 42, 1097 (1951).
26. Cavanagh P., Phys. Rev., 82, 791 (1951).
27. Elliot L., Preston M., Wolfson J., Canad. Journ. Phys., 32, 153 (1954).

ИСПРАВЛЕНИЕ

Взамен напечатанной на стр. 596 (строки 5—8) настоящего номера фразы: «После преобразований выражение для полуширины линии будет иметь вид:

$$\frac{\Delta(H\rho)}{H\rho} = \frac{9}{8}(\alpha^2 + \varepsilon^2). \quad (10)»$$

автор статьи, Э. Е. Берлович, просит читать:

«Выражение для дисперсии:

$$D = a\frac{\sin\theta}{\sin\gamma}(\sin\theta + \sin\gamma), \quad (10)$$

учитывая соотношения (8) и (9), упростится так:

$$D = \frac{S}{3\rho}. \quad (11)$$

Наконец, используя соотношение электронной оптики

$$\frac{\Delta(H\rho)}{H\rho} = \frac{S}{D}, \quad (12)$$

при ширине щели, равной ширине изображения, получим:

$$\frac{\Delta(H\rho)}{H\rho} = \frac{2S}{D} = \frac{3}{4}(\alpha^2 + \varepsilon^2). \quad (13)»$$

Материалы
IX Всесоюзного совещания по спектроскопии

(г. Тарту ЭстССР, 5—11 июля 1954 г.)

PRINTED IN U.S.S.R.

Материалы IX Всесоюзного совещания по спектроскопии будут публиковаться в следующем порядке: а) доклады, сделанные на пленарных заседаниях, и материалы I секции Совещания, посвященные вопросам молекулярной спектроскопии и ее применениям, помещены в настоящем номере журнала; б) материалы II секции, посвященные вопросам атомной спектроскопии и спектральной аппаратуре, а также часть материалов III секции, посвященных вопросам эмиссионного спектрального анализа, будут помещены в № 1 за 1955 г.; в) остальные материалы III секции — в дальнейших номерах журнала за 1955 г.

Доклады, сделанные на пленарных заседаниях, публикуются либо полностью, либо в сокращенном виде; остальные доклады публикуются в виде краткого содержания или в виде одного заголовка, если работа опубликована ранее.

КОМИССИЯ ПО СПЕКТРОСКОПИИ